

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

681.2.081:53

**ФИЗИЧЕСКИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ И ЧИСЛЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ  
ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ПОСТОЯННЫХ***И. Л. Розенмаль*

*Устойчивость микросистем и численные значения фундаментальных физических постоянных.— Интерпретации критичности существования устойчивых связанных систем.— Некоторые космологические проблемы.— Устойчивость связанных состояний и размерность физического пространства.— Типы взаимодействий и внутренние квантовые числа.— Единая теория поля и принцип целесообразности.*

**ВВЕДЕНИЕ**

В статье анализируется роль численных значений фундаментальных физических постоянных (ф. п.) — безразмерных констант четырех взаимодействий, а также размерных ф. п.:  $G$ ,  $\hbar$ ,  $c$ ,  $m_p$ ,  $m_e$  и т. д. — в физической картине мира.

Интуитивно кажется естественным, что относительно небольшое (в пределах порядка) изменение численных значений ф. п. не нарушит основных черт физической картины, а лишь изменит некоторые количественные характеристики. Например, ядра и атомы изменят свои размеры и массы, звезды и другие космические объекты также несколько изменят свои количественные характеристики и т. д. В действительности, проведенный анализ демонстрирует, что изменение одной из ф. п. при неизменности остальных (так же как и при сохранении всех физических законов) приводит к существенному качественному следствию — невозможности существования основных устойчивых связанных состояний: ядер, атомов, звезд и галактик \*). Иначе говоря, до сих пор господствовало тривиальное убеждение: набор численных значений ф. п. достаточен для существования основных состояний. Менее тривиально (и это составляет значительную часть статьи) утверждение, что этот набор необходим для существования основных состояний. Можно выдвинуть постулат, который назовем принципом «целесообразности». Смысл его заключается в том, что наши основные физические закономерности, так же как и численные значения ф. п., являются не только достаточными, но и необходимыми для существования основных состояний. Иначе говоря, если изменить что-то в физике (значение ф. п. в пределах порядка или исключить одно из внутренних квантовых чисел, например изотопический спин), то должны произойти не только незначительные количественные изменения в физической картине, но и рухнет ее основа — существование

\*.) В дальнейшем эти объекты именуются «основными состояниями».

основных состояний. Можно сказать, что физические законы (включая и численные значения ф. п.) подчиняются гармонии, обеспечивающей существование основных состояний \*). Термин «принцип целесообразности» оттеняет необходимость данного набора численных значений ф. п. для существования основных состояний. Возможно, что этот термин не отражает все аспекты взаимосвязи между ф. п. и основными состояниями.

Заметим, что в английской литературе для определения этой ситуации широко используется термин: антропоморфный (*anthropic*) принцип. На наш взгляд, этот термин слишком подчеркивает взаимосвязь численных значений ф. п. и сложных (биологических) форм материи, в то время как в действительности эта взаимосвязь осуществляется уже на более низких — ядерном и атомарном — уровнях. С другой стороны, кажется не оправданным положить в основу физического принципа такое не совсем определенное (с точки зрения физика) понятие, как биологическая форма вещества.

Хотя выводы о взаимосвязи основных состояний и численных значений ф. п. основаны на сравнительно простых рассуждениях, они кажутся парадоксальными, что связано с необычностью развивающегося подхода.

Как правило, при решении физических проблем ф. п., так же как и размерность физического пространства, полагаются неизменными. Такой метод вполне оправдан, поскольку он превосходно согласуется с опытом. В новом подходе производится следующая операция: изменяется либо одна из ф. п., либо размерность пространства \*\*)  $N$ , либо одно из внутренних квантовых чисел и т. д.

Подобный подход может показаться совершенно бессмысленным (в нашей Вселенной ф. п. и физические законы не меняются в пространстве-времени; см. гл. 2). Однако критичность существования основных состояний позволяет выдвинуть серьезные аргументы в пользу принципа целесообразности. Возможно, что дальнейшее развитие этого принципа будет иметь определенные эвристические последствия.

Отметим далее существенный факт: важные характеристики основных состояний (см. 1-3 и приложение) представляются через ф. п.

Введем безразмерные константы четырех известных взаимодействий:

$$\alpha_e = \frac{e^2}{\hbar c} \quad (1)$$

— электромагнитное взаимодействие,

$$\alpha_g = \frac{Gm^2}{\hbar c} \quad (2)$$

— гравитационное взаимодействие,

$$\alpha_w = \frac{g_F m^2 c}{\hbar^3} \quad (3)$$

— слабое взаимодействие ( $g_F = 10^{-49}$  эрг·см<sup>3</sup> — константа Ферми),

$$\alpha_s = \frac{g_s^2}{\hbar c} \quad (4)$$

— сильное взаимодействие.

В стандартных построениях, когда взаимодействия рассматриваются изолированно друг от друга, значения масс являются свободными параметрами \*\*\*). Обычно принимают  $m = m_p$ . Подчеркнем, что сейчас можно

\*) В дальнейшем (см. гл. 1, 3—6 и заключение) приводятся иллюстрации этого принципа и уточняется его определение.

\*\*) Размерность  $N = 3$  можно также полагать одной из ф. п.

\*\*\*) О значениях масс в единой теории см. гл. 6.

представить характеристики основных состояний через ф. п. лишь для объектов, обусловленных электромагнитным и гравитационным взаимодействиями.

Связанные состояния, обусловленные слабым взаимодействием, не обнаружены. В рамках возможной унификации взаимодействий (см. гл. 6) такие связанные состояния могут возникнуть при энергии  $mc^2 \sim 100$  ГэВ. Однако, строго говоря, здесь уже нельзя говорить об изолированном слабом взаимодействии.

Более сложна ситуация с сильным взаимодействием. Сейчас ясно, что ядерное взаимодействие (которое недавно отождествлялось с сильным) является аналогом ван-дер-ваальсовских сил, действующих между кварками. Ядерное взаимодействие характеризуется эффективной константой  $\alpha_s \sim 1$ . В рамках наиболее популярной модели сильного взаимодействия — квантовой хромодинамики — константа взаимодействия между цветовыми зарядами  $\alpha_s = \alpha_s(r) = \alpha_s(q^2)$ , где  $r$  и  $q^2$  — характеристические для данного состояния расстояние или квадрат передаваемого 4-импульса. В рамках квантовой хромодинамики с четырьмя ароматами и тремя цветами при  $q^2 \gg (m_pc)^2$  (см. <sup>4</sup>)

$$\alpha_s(q^2) \sim \frac{1,5}{\ln(q^2/q_0^2)}. \quad (5)$$

Из многочисленных экспериментальных данных следует <sup>4, 5</sup>, что при  $q^2 \sim 10$  (ГэВ)<sup>2</sup>  $\alpha_s \sim 0,2-0,3$ . Если использовать (5) для грубой оценки фундаментальной постоянной  $q_0^2$ , то получается  $q_0^2 \sim 5 \cdot 10^{-2}$  (ГэВ)<sup>2</sup>. Отсюда следует, что при ядерных расстояниях  $r \geq (\hbar/m_pc) - \alpha_s \sim 1$ . Поэтому на таких расстояниях нельзя использовать теорию возмущений и важно учитывать силы, препятствующие существованию свободных夸рков (проблема невылетания). Для характеристик связанных состояний, обусловленных ядерными силами, можно, по крайней мере на нынешнем уровне нашего понимания, использовать различные феноменологические параметры: ширины и глубины потенциальных ям энергии связи и т. д. Константа  $g_s$  также является подобным феноменологическим параметром.

Но вернемся к электромагнитному и гравитационному взаимодействиям, в рамках которых анализ основных состояний весьма прозрачен. Электромагнитное взаимодействие обусловливает стабильность атомов. Для атома водорода энергии  $\epsilon_H$  связи и размеры  $r_H$  равны

$$\epsilon_H \sim \alpha_e^2 m_e c^2, \quad (6)$$

$$r_H = \alpha_e^{-1} \frac{\hbar}{m_e c}. \quad (7)$$

Энергия связи и размеры молекул и сложных атомов в конечном счете обусловлены значениями  $\epsilon_H$  и  $r_H$ . Однако из-за разнообразия и сложности этих систем в выражениях для энергии связи и размеров возникают численные коэффициенты, достигающие иногда нескольких порядков.

Типичное значение массы основного состояния гравитационного взаимодействия звезды главной последовательности

$$M_s \sim \alpha_g^{-3/2} m_p. \quad (8)$$

Масса Солнца  $M_\odot \sim 2 \cdot 10^{33}$  г примерно в два раза меньше этого выражения. Полезно здесь сделать две оговорки: 1) Соотношение (8) не есть эмпирическая аппроксимация массы звезд. Существуют глубокие физические причины этого соотношения. 2) Реально существует определенный разброс (примерно на 1–2 порядка в обе стороны) от значения  $M_s$ , определяемого соотношением (8) (см. приложение). По порядку величины это значение  $M_s$  соответствует массе белых карликов и нейтронных звезд.

Аналогично светимость типичных звезд главной последовательности

$$L \sim \frac{(m_e c^2)^2}{\hbar} \alpha_g^{-1/2}. \quad (9)$$

Через ф. п. можно также выразить и радиусы звезд главной последовательности, белых карликов и пульсаров, а также типичные характеристики галактик<sup>6</sup>. Выражения некоторых характеристик Вселенной через ф. п. см. далее (гл. 3).

#### 1. УСТОЙЧИВОСТЬ МИКРОСИСТЕМ И ЧИСЛЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ПОСТОЯННЫХ \*)

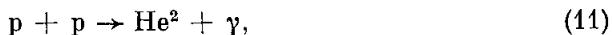
##### а) Д е й т о н

Условие устойчивости дейтона

$$V_d > V_0 = \frac{\hbar^2}{m_p r_N^2}, \quad (10)$$

где  $V_d$  — глубина потенциальной ямы в дейтоне,  $r_N \sim 2 \cdot 10^{-13}$  см — радиус действия ядерных сил,  $V_0 \sim 25$  МэВ. Поскольку энергия связи в дейтоне  $\varepsilon_d \sim 2,2$  МэВ, то  $V_d \sim 30$  МэВ и дейтон является устойчивой (хотя и «рыхлой») системой. Однако если, например, увеличить значение  $\hbar$  более чем на 15% (или уменьшить  $m_p$  на 30%), оставляя значения других констант неизменными, то неравенство (10) не будет осуществляться. Дейтон, как устойчивая система, перестанет существовать. Аналогичный эффект произошел бы при уменьшении эффективной константы  $g_s$ . Рассчитать параметры дейтона сколь угодно строго сейчас нельзя. Однако для грубых оценок в потенциальном приближении можно положить  $V_d \propto \alpha_s \propto g_s^2$ . В этом приближении достаточно уменьшить  $g_s$  на 10—15%, чтобы неравенство (10) изменило знак. Подобное развитие событий привело бы к катастрофическим последствиям: цепь нуклеосинтеза содержит звено, связанное с дейтоном, и в таком случае отсутствовали бы ядра с атомными номерами  $A > 1$ .

Почти к столь же серьезным последствиям привело бы изменение констант в обратную сторону. Дело в том, что «щоти» существует ядро  $\text{He}^2$ . Энергия связи такого ядра, хотя и отрицательна, но очень мала ( $\sim 0,01$  МэВ). Поэтому если бы значение  $\alpha_s$  увеличилось примерно на 10%, то для системы двух протонов выполнялось бы неравенство  $V_{pp} > V_0$  и существовал бы устойчивый бипротон. Как было отмечено в<sup>8</sup>, это привело бы к осуществлению реакции



которая определяется электромагнитным взаимодействием, в отличие от стандартной реакции термоядерного синтеза ( $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu$  — слабое взаимодействие). Реакция (11) протекала бы настолько быстро, что весь водород выгорел бы на ранних стадиях расширения Вселенной<sup>9</sup>.

##### б) $\alpha$ -частица

Энергия связи в  $\alpha$ -частице  $\varepsilon_\alpha \sim 7$  МэВ; кулоновское отталкивание протонов соответствует энергии несколько менее 1 МэВ. Поэтому если положить значение гипотетического элементарного заряда  $e' > 3e$ , то  $\alpha$ -частица перестала бы существовать, что привело бы к отсутствию ядер с  $A \geq 4$ .

\*) См. также<sup>7</sup>.

## в) Сложные ядра

Условие устойчивости ядер относительно деления

$$\left( \frac{Ze'}{e} \right)^2 \frac{1}{A} < 50. \quad (12)$$

Если  $e' \geq 3e$ , то все ядра с  $Z \geq 6$  будут распадаться.

## г) Атомы

Ясно, что если  $e' \geq 10e$  (или соответственно  $\alpha'_e \geq 100\alpha_e$ ), то атомы, как устойчивые связанные состояния, существовать не будут. Нельзя также (без воображаемых катастрофических последствий) неограниченно уменьшать заряд  $e$  (или  $\alpha_e$ ). Дело в том, что температура межзвездного газа в Галактике  $\geq 100$  К. Любое тело, погруженное в течение достаточно длительного времени в такой газ, не может иметь температуру меньше температуры газа. Поэтому если бы  $\alpha'_e \leq \alpha_e/10$ , то в Галактике отсутствовали бы нейтральные атомы.

Галактики «погружены» в межгалактическое пространство с температурой реликтового излучения  $\sim 3$  К. Поэтому если бы  $\alpha'_e \leq \alpha_e/100$ , то во всей Вселенной также отсутствовали бы атомы.

Таким образом, существование устойчивых нейтральных атомов и сложных ядер приводит к ограничению  $e/3 \leq e' < 3e$  \*).

## д) Образование гелия и связь между константами взаимодействия

Интересные соображения о критичности генезиса и существования легких ядер к ф. п. можно сделать на основе теории космического нуклеосинтеза <sup>9, \*\*</sup>).

В рамках современных представлений дейтоны и  $\alpha$ -частицы в основном возникают на начальных этапах расширения Вселенной, а более тяжелые ядра — в процессе эволюции звезд.

Рассмотрим вначале образование дейтонов ( $\alpha$ -частицы образуются далее в реакциях  $d + p$  и  $d + d$ ). В процессе космологического расширения основная реакция синтеза



которая практически не осуществляется в звездах из-за отсутствия свободных нейтронов.

Короче, образование дейтонов в реакции (13) можно описать следующим образом. На самых ранних стадиях расширения Вселенной ( $T \geq m_p c^2/k$ , адронная эра) концентрация нейтронов определяется ядерными превращениями. Однако при температуре  $T \leq \Delta c^2/k$  ( $\Delta = m_n - m_p$ , лептонная эра) решающую роль в установлении состава адронной плазмы начнут играть слабые взаимодействия, определяющие реакции  $\bar{v} + p \rightarrow n + e^+$ ,  $e^- + p \rightarrow n + v$ . Равновесный состав приблизительно должен соответствовать экспоненте:  $n_n/n_p \sim \exp(-kT_f/\Delta c^2)$ , где  $n_n$ ,  $n_p$  — соответственно концентрации нейтронов и протонов,  $T_f$  — температура, при которой сравниваются скорость реакций и скорость расширения Вселенной, определяемая постоянной Хаббла  $H$ . При  $T \sim T_f$  состав адронной плазмы «замораживается».

\* ) Более жесткое ограничение на значение  $e$  (точнее, константы  $\alpha_e$ ) следует в рамках некоторых вариантов единой теории поля (см. гл. 6).

\*\*) Полное изложение теории нуклеосинтеза см. <sup>10, 11</sup>.

Оценим скорость реакции:  $v_r = n\sigma_w c$  ( $n \sim (kT/\hbar c)^3$  — концентрация частиц,  $\sigma_w \sim g_F^2 E^2/(\hbar c)^4$  — сечение слабого взаимодействия). Полагая  $E = kT$ , получим

$$v_r = g_F^2 c (kT)^5 (\hbar c)^{-7}. \quad (14)$$

Используя стандартное выражение для постоянной Хаббла  $H \sim \sqrt{G(kT)^4/c^2} (\hbar c)^3$  и приравнивая  $v_r \sim H$ , получаем

$$T_f \sim G^{1/6} g_F^{-2/3} \hbar^{11/6} c^{7/6} k^{-1}. \quad (15)$$

Относительная (по массе) концентрация гелия  $Y = 2n_p/(n_p + n_n)$  (см., например, <sup>10</sup>). Наблюдения указывают, что  $Y \sim 0,2-0,25$ , и, следовательно,  $n_p/n_n \sim 0,3$ . Поэтому должно быть  $kT_f \sim e^2 \Delta \sim m_e c^2$ . Это возможно, если

$$\alpha_w \sim \alpha_g^{1/4} \left( \frac{m_p}{m_e} \right)^{3/2}. \quad (16)$$

Соотношение (16) в действительности выполняется, хотя никаких «глубоких» теоретических оснований для него нет.

Рассмотрим следствия, обусловленные нарушением соотношения (16). Пусть

$$\alpha_w \ll \alpha_g^{1/4} \left( \frac{m_p}{m_e} \right)^{3/2}. \quad (17)$$

В этом случае слабое взаимодействие оказалось бы настолько малым, что реакция (13) проходила бы весьма эффективно и все нуклоны превратились бы в гелий; во Вселенной отсутствовал бы водород.

В случае обратного неравенства

$$\alpha_w \gg \alpha_g^{1/4} \left( \frac{m_p}{m_e} \right)^{3/2}, \quad (18)$$

гелий не возникал бы в процессе космологического расширения. Отметим далее, что если бы выполнялись неравенства (17) или (18), то строение звезд существенно изменилось бы сравнительно со звездами в нашей Вселенной. Дело в том, что основная реакция термоядерного синтеза в звездах ( $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu$ ) определяется константой  $\alpha_w$  и, следовательно, строение звезд обусловливается соотношением между постоянными  $\alpha_w$  и  $\alpha_g$ . Однако конкретные расчеты строения звезд при измененном значении  $\alpha_w$  не проводились.

е) Образование сложных ядер с  $Z \geq 4^{12}$   
(см. также <sup>13</sup>)

Простейший путь слияния двух  $\alpha$ -частиц крайне неэффективен, поскольку реакция



приводит к появлению нестабильного изотопа  $\text{Be}^8$ . Поэтому была выдвинута гипотеза о том, что основным каналом образования сложных элементов является тройное слияние:



Однако если эта реакция происходит с образованием основного состояния ядра  $\text{C}^{12}$ , то скорость ее мала, поскольку  $3m_{\text{He}} = m_{\text{C}} + (\Delta E^*/c^2)$ ;  $\Delta E^* \sim \sim 7,7$  МэВ. Поэтому тройное слияние (20) может происходить достаточно

эффективно, если у ядра  $C^{12}$  существует возбужденный уровень с энергией  $\Delta E^*$ . Тогда весьма эффективно будет осуществляться реакция



Когда была выдвинута гипотеза о решающей роли тройного слияния (21), возбужденный уровень с энергией  $\Delta E^* \sim 7,7$  МэВ не был известен. Однако уверенность в необходимости этого уровня была столь велика, что было предложено искать его с помощью ускорителей, которые помогли бы его обнаружить. Нетрудно представить последствия смещения (или отсутствия) этого уровня. Тогда все элементы с  $Z > 2$  имели бы ничтожное относительное содержание. В противоположном гипотетическом варианте — существование стабильного изотопа  $Be^8$  — реакция  $2He^4 \rightarrow Be^8$  происходила бы весьма бурно. Существование звезд главной последовательности заканчивалось бы на гелиевом цикле.

Мы не в состоянии строго рассчитать структуру ядерных уровней. Однако ясно, что она обусловливается эффективной константой  $\alpha_s$ . Поэтому небольшое ее изменение, которое слегка сдвинуло бы структуру уровней ядра  $C^{12}$ , привело бы к отсутствию во Вселенной сложных элементов.

## 2. ИНТЕРПРЕТАЦИИ КРИТИЧНОСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ УСТОЙЧИВЫХ СВЯЗАННЫХ СИСТЕМ

Итак, существование основных состояний, играющих важнейшую роль во Вселенной, весьма критично к численным значениям ф. п. \*). Этому экспериментальному факту можно сопоставить несколько альтернативных интерпретаций.

Простейшая сводится к следующим тезисам:

- Бессмыслило размышлять о физических законах вне Вселенной;
- нам очень «повезло», что Вселенная устроена так, чтобы существование основных состояний стало возможным. Хотя эту интерпретацию нельзя логически исключить; она кажется мало правдоподобной.

Следующая интерпретация сводится к допущению, что ф. п. изменяются во Вселенной в пространстве-времени. Мы живем в пространственно-временной области, когда осуществляется благоприятная комбинация констант. Известно, что гипотеза об изменении некоторых ф. п. была выдвинута Дираком <sup>14</sup> в связи с чрезвычайной малостью отношения  $\alpha_g/\alpha_e$ . Эта работа стимулировала многочисленные экспериментальные исследования (см., например, <sup>15-18</sup>), которые продемонстрировали с большой точностью, что нет данных, свидетельствующих о том, что какая-либо из ф. п. изменилась бы на протяжении цикла расширения Вселенной. Не приводя здесь подробного обзора этого вопроса (см., <sup>17, 18</sup>), мы ограничимся некоторыми результатами. Так:  $|\alpha_e/\alpha_e| < 10^{-17}$  год<sup>-1</sup>,  $|g_s/g_s| < 5 \cdot 10^{-19}$  год<sup>-1</sup>,  $|g_F/g_F| < 2 \cdot 10^{-12}$  год<sup>-1</sup>,  $|e/e| < 10^{-12}$  год<sup>-1</sup>,  $|G/G| < 10^{-10}$  год<sup>-1</sup>,  $|(\hbar c)/\hbar c| < 10^{-12}$  год<sup>-1</sup> \*\*). Если представить возможное изменение  $\hbar$  в форме

$$\hbar = \hbar_0 (1 + z)^{-n}, \quad (22)$$

(где  $z$  — космологический параметр красного смещения), то постоянная  $n = 0,004^{+0,031}_{-0,027}$ .

\*) В следующих главах мы приведем еще ряд аргументов в пользу уникальности набора численных значений ф. п.

\*\*) Отметим, что наиболее точные измерения пределов временных вариаций некоторых ф. п. были получены на основе изучения естественного ядерного реактора в Окло (Габон), возникшего примерно миллиард лет назад <sup>15, 18</sup>.

Таким образом, ф. п. сохраняют постоянные значения с большой точностью. Поэтому гипотеза Дирака не согласуется с экспериментальными данными. Тогда, по-видимому, остается последняя альтернатива: либо существует множество вселенных со своими физическими законами и сочетаниями ф. п., либо наша Вселенная прошла через множество циклов, в начале которых сочетание ф. п. меняется. В нынешнем цикле осуществляется комбинация констант, благоприятная для существования основных состояний. Гипотеза о существовании многих вселенных была независимо выдвинута на основе соображений, изложенных выше<sup>7, 9</sup>, а также некоторых космологических аргументов<sup>19, 20</sup> (см. гл. 3).

Хотя эта гипотеза кажется неожиданной, она не противоречит современному представлению о мире. Сейчас отсутствуют физические аргументы в пользу единственности нашей Вселенной. Это утверждение верно, однако, с одной оговоркой. Если вселенные не взаимодействуют между собой, то нет никаких физических проблем. Однако если взаимодействие возможно, то тогда возникает вопрос об их существовании при различных наборах ф. п. Чтобы пояснить возникающую проблему, мы разобьем ф. п. на три класса: безразмерные константы  $\alpha$ , квантовые числа элементарных частиц:  $e, m_p, m_e$  и т. д. и размерные фундаментальные константы  $G, \hbar$  и  $c$ . Представление о взаимодействии объектов с одинаковыми физическими законами, но с различными ф. п. двух первых классов — тривиально. Однако контакт объектов с двумя различными значениями с противоречит теории относительности, с двумя различными значениями  $G$  — противоречит ОТО. Нелегко (а может быть, и невозможно) построить непротиворечивую квантовую механику с двумя различными значениями  $\hbar$ . По-видимому, эта проблема (на уровне современных знаний) теряет свою остроту, если идет речь об изменении констант при прохождении Вселенной через сингулярность. Здесь следует закончить обсуждение этого трудного, но мало разработанного вопроса<sup>\*</sup>).

Хотя гипотеза о существовании многих вселенных кажется естественной, она противоречит укоренившемуся со времени Ньютона девизу: гипотез не измышлять. А если и нарушать это правило, то принято предлагать метод непосредственной проверки гипотезы. В данном случае эти принципы выдержаны плохо. Мы не знаем (и, возможно, никогда не узнаем), как связаться с другими вселенными. Все же можно в пользу этой гипотезы выдвинуть некоторые косвенные аргументы, основанные на принципе целесообразности. Эта аргументация рассматривается ниже.

### 3. НЕКОТОРЫЕ КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ<sup>19, 20</sup>

Один из основных вопросов космологии: открыта или закрыта наша Вселенная. Эта проблема интенсивно обсуждается в течение последних десятилетий. В рамках модели Фридмана основной путь, по которому пытаются решить эту проблему, сводится к измерению средней плотности  $\rho_0$ <sup>\*\*</sup>) вещества во Вселенной. Если  $\rho_0 > \rho_{0c}$  ( $\rho_{0c} = (3/8\pi) H_0^2/G \sim 10^{-29} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ ), то Вселенная закрыта, если  $\rho_0 < \rho_{0c}$ , то — открыта. Существующие наблюдательные данные (см., например, <sup>10, 11</sup>) указывают, что  $\rho_0 \sim 0,1 \rho_{0c}$ . Из-за существования значительных скрытых (от наблю-

<sup>\*</sup>) Отметим, что гипотеза о существовании вселенных с левыми и вселенных с правыми частицами рассматривалась ранее в связи с нарушением  $C\bar{P}$ -инвариантности<sup>21</sup>. Было продемонстрировано, что контакт зеркальной вселенной с нашей Вселенной мог быть осуществлен лишь посредством гравитационного взаимодействия.

<sup>\*\*</sup>) Индекс «0» указывает, что все величины относятся к нашей эпохе.

дения) масс возможно, что  $\rho_0 \sim \rho_{0c}$ . Сейчас можно лишь утверждать, что с точностью до одного порядка

$$\rho_0 \sim \rho_{0c}. \quad (23)$$

Здесь сразу же возникает вопрос: почему среди бесконечного числа возможностей природа выбрала уникальное совпадение (23).

В докладе<sup>20</sup> представлена попытка его интерпретировать. Приведенные в работе оценки приводят к выводу, что если значение  $\rho_0$  существенно отличается от  $\rho_{0c}$ , то во Вселенной должны развиваться анизотропные возмущения. Поэтому кажется вероятным, что Вселенная должна быть анизотропной. Однако наблюдения свидетельствуют о высокой изотропии Вселенной. Такая Вселенная может существовать лишь, если выполняется соотношение (23). Но тогда возникает другой вопрос: почему реализуется именно этот случай? Даётся следующий ответ. Если  $\rho_0 \ll \rho_{0c}$ , то расширение частей Вселенной друг относительно друга будет происходить слишком быстро, чтобы могли образоваться устойчивые образования галактического типа. Если  $\rho_0 \gg \rho_{0c}$ , то можно подсчитать время жизни  $t_u$  Вселенной, которое оказывается слишком малым для развития в ней высокоорганизованной материи.

Используя этот подход, который является расширением принципа целесообразности, можно интерпретировать и другие впечатляющие полуэмпирические соотношения<sup>19</sup>.

Известно, что время  $t_s$  жизни звезды главной последовательности

$$t_s \sim t_u. \quad (24)$$

Действительно,

$$t_s \sim \eta \frac{M_s c^2}{L} \sim \eta \frac{\alpha_g^{-3/2} m_p c^2}{L} \sim \frac{1}{H_0}. \quad (25)$$

$\eta \sim 10^{-3}$  — доля энергии покоя звезды, переходящая в излучение в процессе термоядерных реакций,  $L$  — средняя светимость звезды; см. (8) и (9).

Ясно, что должно быть  $t_s \ll t_u$ , а значение величины  $t_u$  достаточно большим, чтобы успели развиться высокоорганизованные формы вещества. Однако если бы осуществлялось неравенство  $t_s \ll t_u$ , то не были бы использованы все возможности для эволюции вещества. Этот аргумент можно иллюстрировать, уменьшая коэффициент  $\eta$  на порядок. В этом случае  $t_s \sim 10^9$  лет и многие сложные формы вещества отсутствовали бы. Например, по геологическим данным простейшие микроорганизмы зародились примерно  $3 \cdot 10^9$  лет назад<sup>22</sup>, в то время как возраст Земли  $\sim 4,5 \cdot 10^9$  лет. Если бы последняя величина уменьшилась бы в 10 раз, то на Земле не возникли бы биологические молекулы. Соотношение (23) — проявление оптимальной целесообразности.

Если Вселенная закрыта, то, используя соотношение (25), а также выражение для радиуса Вселенной

$$R_{u \max} \sim \frac{GM_u}{c^2} \sim \frac{c}{H_0}, \quad (26)$$

получаем, что масса Вселенной<sup>\*</sup>)

$$M_u \sim \alpha_g^{-2} m_p. \quad (27)$$

Неожиданные отношения между ф. п. можно установить, опираясь на условия, необходимые для образования галактик (см. <sup>10</sup>):

$$kT_{\min} < \varepsilon_H = \alpha_e^2 m_e c^2, \quad (28)$$

$$kT_{\min} < S^{-1} m_p c^2. \quad (29)$$

<sup>\*</sup>) На основе соотношений (26), (27) просто интерпретируется известное<sup>14</sup> эмпирическое соотношение  $H_0 \sim \alpha_g m_p c^2/h$ .

$T_{\min}$  — минимальная температура, достижимая в процессе расширения Вселенной. Для открытой Вселенной  $T_{\min} = 0$ , для закрытой  $T_{\min}$  соответствует наибольшему радиусу  $R_{u, \max}$ .  $S = n_y/n_p$  — отношение средних концентраций фотонов и протонов. Условие (28) соответствует началу рекомбинации водорода; условие (29) — преобладанию энергии вещества над энергией излучения.

Используя (23) и стандартные соотношения в рамках фридмановской модели, получаем

$$kT \sim \left( \frac{\hbar^3 c^5}{G t^2} \right)^{1/4}. \quad (30)$$

Для открытой Вселенной имеем

$$kT_{\min} \sim \alpha_g^{1/4} m_p c^2. \quad (31)$$

Из соотношений (28) и (31) следует условие

$$\alpha_g^{1/4} < \alpha_e^2 \frac{m_e}{m_p}. \quad (32)$$

Используя (29) и (31), можно вывести <sup>9</sup>

$$\alpha_g^{1/4} < S^{-1}. \quad (33)$$

Следовательно, если бы не выполнялись неравенства (32) и (33), то отсутствовали бы галактики и звезды. Оба неравенства, (32) и (33), осуществляются во Вселенной ( $S_{\exp} \sim 10^8$ ), но с плохим запасом «прочности». Например, если уменьшить константу  $\alpha_e$  на порядок, то не будет выполняться неравенство (32). Неравенство (33) перестанет осуществляться, если увеличить значение  $S$  на два порядка. В рамках современных физических воззрений величины  $\alpha_g$  и  $S$  не связаны между собой. Поэтому обстоятельство, что в действительности осуществляются неравенства (32), (33), можно интерпретировать двояко: а) Вселенная открыта и соотношения (32), (33) имеют случайный характер; б) Вселенная закрыта и выполняется принцип целесообразности.

#### 4. УСТОЙЧИВОСТЬ СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ И РАЗМЕРНОСТЬ ФИЗИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА

Может показаться, что изменение размерности  $N$  пространства приведет к непредсказуемому изменению физических законов. В действительности ситуация иная. Если свойства пространства характеризуются метрикой Минковского с произвольной целочисленной размерностью  $N$ , то физические законы (по крайней мере для классической физики) в таких пространствах оказываются в значительной степени предопределеными. Приведем простой, но важный, пример статических (нерелятивистских) взаимодействий, описываемых широким классом линейных или квазилинейных уравнений, для которых выполняется принцип суперпозиции. Тогда для точечных источников можно использовать теорему Гаусса, и действие источника на другое точечное тело, расположенное на расстоянии  $r$  друг от друга, описывается законом

$$F \propto \frac{1}{r^{N-1}}. \quad (34)$$

Анализ устойчивости системы двух тел, взаимодействующих по закону (34) при произвольном  $N$  был произведен Эренфестом <sup>23</sup>. Результаты анализа таковы: при  $N > 3$  устойчивые связанные состояния отсутствуют. При  $N \leq 2$  — существуют лишь финитные движения. Число  $N = 3$  выделено

тем, что в соответствующем пространстве возможны, как устойчивые, финитные, так и инфинитные движения\*). Впоследствии<sup>25, 26</sup> аналогичные заключения были сделаны в рамках квантовой механики.

Таким образом, в пространствах с размерностью  $N > 3$  не могут существовать аналоги планетных систем или атомов. Возможно, что это обстоятельство послужит ключом к пониманию значения размерности пространства Вселенной, поскольку трудно представить при  $N < 3$  образование сложных форм материи.

### 5. ТИПЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ И ВНУТРЕННИЕ КВАНТОВЫЕ ЧИСЛА

На первый взгляд вопрос, почему существуют четыре типа взаимодействий, кажется либо праздным, либо поставленным преждевременно. Действительно, пока не создана единая теория поля, объединяющая все взаимодействия, то каждое из них является первичным, не подлежащим дальнейшему обоснованию. Однако в рамках принципа целесообразности, поставленный вопрос вполне уместен: необходимы ли все четыре взаимодействия? Ответ ясен. Все типы взаимодействий необходимы для образования и существования основных состояний (о роли слабого взаимодействия см. гл. 1). Можно сформулировать и следующий вопрос: исчерпываются ли четырьмя изученными взаимодействиями все взаимодействия во Вселенной? Весьма вероятно, что ответ на этот вопрос является отрицательным. Действительно, в рамках представлений о четырех известных взаимодействиях, рассматриваемых изолированно, трудно объяснить зарядовую несимметрию Вселенной ( $S \neq \infty$  — важнейший фактор существования ф. п.) Однако в рамках теории, объединяющей сильное, слабое и электромагнитное взаимодействие (Grand Unification), из которой следует нестабильность протона\*\*), можно объяснить это явление<sup>27, 28</sup>. Однако на этом пути существенную роль играет нарушение  $CP$ -инвариантности\*\*\*), которое обуславливает неравенства прямых и обратных процессов. Возможно (хотя этот вопрос до сих пор и не решен окончательно), что нарушение  $CP$ -инвариантности связано с новым сверхслабым взаимодействием<sup>29, 30</sup>.

В подобном аспекте можно интерпретировать существование основных внутренних квантовых чисел элементарных частиц. Эти числа также необходимы для существования основных состояний. Например, если бы у элементарных частиц отсутствовал спин, то все «электроны» в атомах перешли бы в основное состояние, отсутствовало бы электромагнитное и гравитационное взаимодействие и т. д.

Если бы изотопический спин всех адронов равнялся нулю, то отсутствовали бы сложные стабильные ядра. Очевидны катастрофические последствия серьезного нарушения закона сохранения барионного или лептонного чисел\*\*\*\*). Сложнее интерпретировать с точки зрения целесообразности существование квантовых чисел, принадлежащих исключительно нестабильным частицам.

Отметим лишь, что странность — необходимый элемент одного из простейших вариантов составной модели нуклонов, обеспечивающего следующие важнейшие особенности сильного взаимодействия, существенные для стабильности ядер и атомов: а) нуклоны с зарядами 0 и  $e$  образуют изото-

\*) Статья Эренфеста опубликована в трудно доступном<sup>27</sup> издании. Подробное ее изложение см. в работе<sup>28</sup>.

\*\*) См. <sup>5</sup> и гл. 6.

\*\*\*) А также расширение Вселенной<sup>10</sup>.

\*\*\*\*) То есть если время жизни протонов  $t_p \ll t_u$ .

нический дублет, б) изотопические соотношения универсальны на ядерном и субъядерном уровнях, в) сохраняется барионный заряд.

Далеко не всякая составная модель интерпретирует эти характеристики. Так, составная модель, основанная на изотопическом триплете нестранных «кварков», не может одновременно удовлетворить всем трем условиям.

#### 6. ЕДИНАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ И ПРИНЦИП ЦЕЛЕСООБРАЗНОСТИ

Кажется, что принцип целесообразности противоречит единой теории поля (е. т.), которая базируется на попытках обнаружить глубокую связь между взаимодействиями. На нынешнем этапе развития е. т. можно решительно ответить: противоречие между принципом целесообразности и е. т. отсутствует. В действительности принцип целесообразности и е. т. затрагивают в основном разные вопросы. Чтобы убедиться в этом, сделаем краткий экскурс в единую теорию (о е. т. см., например, <sup>5</sup>, 31-33). Надежды, возлагаемые на е. т., базируются на трех принципах: а) объединенное взаимодействие характеризуется единой константой, б) компоненты объединенного поля преобразуются в соответствии с единой группой, в) в рамках е. т. возможно устранить бесконечности из окончательных результатов (перенормируемость) или, что соответствует программе-максимуму, устранить бесконечности и из промежуточных вычислений.

Остановимся более подробно на пункте а), наиболее ясном и имеющем близкое отношение к теме статьи. Единственная возможность свести константы всех взаимодействий к одной — положить на некотором характеристическом расстоянии (или, соответственно, при характеристической массе) все постоянные  $\alpha$  равными. Вначале остановимся на объединении электромагнитного, слабого и гравитационного взаимодействий. Поскольку единственная «истинная» константа, не зависящая от расстояний или импульсов, это постоянная  $\alpha_e$  (см. введение), то следует положить

$$\alpha_w^1 \sim [\alpha_e], \quad (35)$$

$$\alpha_g^1 \sim \alpha_e. \quad (36)$$

$\alpha_w^1$ ,  $\alpha_g^1$  соответствуют характеристическим массам. Пусть  $m_{we}$ ,  $m_{gwe}$  — значения масс, при которых осуществляются соотношения (35), (36). Тогда, используя (1) — (3) и (35), (36), получаем

$$m_{we} \sim \sqrt{\frac{\alpha_e}{\alpha_w}} m_p \sim 10^2 \text{ ГэВ/}c^2, \quad (37)$$

$$m_{gwe} \sim \sqrt{\frac{\alpha_e}{\alpha_g}} m_p \sim 10^{19} \text{ ГэВ/}c^2. \quad (38)$$

Расстояние  $l$ , при котором сравниваются константы, соответствует наибольшей характеристической массе:

$$l \sim \frac{l_0}{\sqrt{\alpha_e}}; \quad (39)$$

$l_0 = \sqrt{G\hbar/c^3}$  — планковская длина.

Из приведенных здесь простых рассуждений следует, что принцип целесообразности и е. т. соответствуют разным проблемам. Принцип целесообразности может ответить на вопросы: почему отношение  $\alpha_e/\alpha_g$  столь велико или величина  $\alpha_e/\alpha_w$  удовлетворяет соотношению (37). Е. т. не претендует на решение этих вопросов. Эта концепция принимает отношение между константами первичным, заданным. Однако е. т. должна

предсказать численный фактор  $\sim 1$  в соотношениях (37), (38) \*). Таким образом, если бы отношение  $\alpha_e/\alpha_g$  сильно изменилось, то физика существенно упростилась бы в том смысле, что многие основные состояния отсутствовали бы; единое поле, возможно, существовало бы, хотя никто не мог бы написать его уравнений.

Принцип целесообразности предсказывает, что отношение между константами имеет «случайный» характер, обусловленный существованием основных состояний. Если бы удалось обнаружить глубокую связь между ф. п., не обусловленную принципом целесообразности, то это было бы его опровержением. Принимая во внимание некоторую неопределенность подобного утверждения, полезно привести два примера, иллюстрирующих этот тезис.

а) **Объединенная теория сильного, слабого и электромагнитного взаимодействий**

Мы остановимся на наиболее популярном варианте, объединяющем квантовую хромодинамику и теорию Вайнберга — Салама на основе группы  $SU(5)$ . Этот вариант был предложен в работе <sup>34</sup> (обзор его и библиографию см. в <sup>5, 33</sup>). В этой модели, помимо фотона и промежуточных бозонов с массой  $m_{we}$ , взаимодействие осуществляется с помощью весьма массивного, так называемого кварк-лептонного бозона с массой  $m_{wes}$ . Обмен этим бозоном может превратить кварки в лептоны. Поэтому в рамках этой модели протон является нестабильной частицей. Значение  $m_{wes}$  можно вычислить из следующего соотношения <sup>5, 35</sup>:

$$\ln \frac{m_{wes}}{\mu} = \frac{\pi}{11\alpha_e} \left[ 1 - \frac{8}{3} \frac{\alpha_e}{\alpha_s ([\mu c]^2)} \right]; \quad (40)$$

$\mu \sim 3 \text{ ГэВ/с}^2$ . Полагая  $\alpha_s \sim 0.25$  (см. соотношение (5)), можно получить

$$m_{wes} \left( \frac{\text{ГэВ}}{c^2} \right) \sim 3 \exp \left( \frac{a}{\alpha_e} \right). \quad (41)$$

Постоянная  $a \sim 1/4$ , поэтому  $m_{wes} \sim 10^{15} \text{ ГэВ/с}^2$ . Если положить в формуле (5)  $q^2 = (m_{wes}c)^2$ , то соотношение между константами имеет вид

$$\alpha_{wes} = \alpha_s ([m_{wes}c]^2) \sim 2.5\alpha_e; \quad (42)$$

$\alpha_{wes}$  — константа объединенного взаимодействия. Может возникнуть впечатление, что в соотношении (42) осуществляется «глубокая физическая» связь между ф. п. В действительности ситуация обратная, в том смысле, что само существование протонов в рамках рассматриваемой модели исключительно чувствительно к численному значению  $\alpha_e$ . Дело в том, что время жизни  $t_p$  протона очень сильно зависит от значения массы  $m_{wes}$  <sup>28, 36</sup>. Для процесса распада протона  $p$  на лептон  $l$ , происходящего по схеме,  $p \rightarrow 3q \rightarrow l + \pi$ :

$$t_p \sim \alpha_e^{-2} \left( \frac{m_{wes}}{m_p} \right)^4 \frac{\hbar}{m_p c^2}. \quad (43)$$

Очевидно, что должно осуществляться неравенство

$$t_p > \frac{1}{H_0}. \quad (44)$$

\*) Этот фактор зависит от свойств частиц с массами  $m_{we}$  и  $m_{gwe}$ . В модели Вайнберга — Салама масса заряженных тяжелых бозонов ( $W^\pm$ ):  $m_{we}^\pm = 37/\sin \theta_W \text{ ГэВ/с}^2$ ; масса нейтрального бозона ( $Z^0$ ):  $m_{we}^0 = 75/\sin 2\theta_W \text{ ГэВ/с}^2$ ;  $\theta_W$  — угол смешивания <sup>30, 31</sup>.

Используя (41), (43), (44), получаем

$$\alpha_e < \frac{1}{80}^*). \quad (45)$$

Подчеркнем общность ограничения (45). По-видимому, любая объединенная теория, включающая квантовую хромодинамику в качестве модели сильного взаимодействия и предсказывающая нестабильность протона, приведет к неравенству, близкому к (45). Это ограничение в первую очередь обусловлено характерной для квантовой хромодинамики экспоненциальной зависимостью  $m_{wes} \sim \exp(a/\alpha_e)$  (см. (5), (41)). Тип зависимости  $t_p (m_{wes})$  (см. (43)) имеет довольно общий характер \*\*) и соответствует различным моделям, хотя коэффициент  $a$  зависит от вида диаграмм, чисел лептонов,夸克ов (ароматов) и т. д.<sup>5, 33, 36, 37</sup>. Однако в любой объединенной теории коэффициент  $a \sim 1$  ( $\alpha_{wes} \sim \alpha_e$ ). В рамках модели, основанной на группе  $SU(3)$ , максимальное значение  $m_{wes} \sim 10^{16}$  ГэВ/с<sup>2</sup>; если принять это значение, то правая часть неравенства (45) увеличится на несколько процентов. Таким образом, если бы значение  $\alpha_e$  увеличилось примерно в 1,6 раза, то все протоны превратились бы в лептоны! Это хорошая иллюстрация принципа целесообразности.

Однако можно привести и в некотором смысле противоположный пример.

### б) Единая нелинейная теория

Гейзенберг<sup>38</sup> сформулировал существенно нелинейное уравнение, содержащее единственную константу, имеющую размерность длины. Гейзенберг надеялся, что это уравнение послужит основой для создания е. т. и позволит установить связи между различными ф. п. Ему не удалось провести свою программу. Но в рамках этой теории было получено впечатляющее соотношение

$$\alpha_e \sim 0,4 \left( \frac{m_\pi}{m_p} \right)^2 \sim \frac{1}{120}, \quad (46)$$

незначительно отличающееся от эмпирического значения константы  $\alpha_e$ . Соотношение (46) является характерным примером зависимости между ф. п., не связанной с принципом целесообразности. Если бы программу Гейзенберга удалось реализовать до конца и, самое трудное, получить из столь общих соображений эмпирическое отношение  $\alpha_g/\alpha_e$ , то это было бы опровержением принципа целесообразности. Однако, как известно (см., например, <sup>39</sup>), нелинейная теория<sup>38</sup> натолкнулась на существенные затруднения (неперенормируемость, трудности с описанием слабого взаимодействия и т. д.). Поэтому, хотя теория Гейзенберга сыграла выдающуюся роль в стимулировании создания е. т., развитие последней пошло по иному пути.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, существующий набор численных значений ф. п. необходим для существования основных состояний. Разумеется, здесь понятие необходимости не соответствует его математическому содержанию. По существу, сейчас можно определенно утверждать, что изменения одну из ф. п.

<sup>\*</sup>) Если допустить, что Вселенная закрыта, или потребовать, чтобы выполнялось неравенство  $t_p > t_s$ , то на основе соотношений (25) или (27) получается примечательная зависимость  $\alpha_e \leqslant -(\ln \alpha_g)^{-1}$ , которая осуществляется в нашей Вселенной на пределе.

<sup>\*\*</sup>) Зависимость (43) — следствие размерностных соображений, обусловленных тем, что масса  $m_{wes}$  очень велика сравнительно с массами частиц, участвующих в реакции  $p \rightarrow l + \pi$ .

при неизменности остальных, мы нарушим условия существования основных состояний. Особенно критично существование основных состояний к значению констант  $\alpha_e$ ,  $\alpha_g$ ,  $\alpha_s$ .

Далее, возникает вопрос: нельзя ли, изменяя одновременно две константы, снова получить оптимальные условия для существования основных состояний? Такое допущение кажется маловероятным, поскольку константы входят во многие соотношения, определяющие существование основных состояний, — соотношения, которые будут нарушены при изменении второй константы.

Однако едва ли сейчас можно показать, что одновременное «удачное» изменение всех констант в пределах 1—2 порядков не сможет обеспечить существование основных состояний, имеющих, впрочем, иные свойства, чем в нашей Вселенной.

Отметим, что создание физической картины вселенных с набором ф. п., существенно отличающимся от совокупности ф. п. в нашей Вселенной, является довольно увлекательной задачей.

Необходимость (в указанном смысле) набора ф. п. ставит исключительно серьезный вопрос: почему природа «выбрала» именно этот набор? Пока наиболее вероятен ответ: существует множество вселенных, и этот выбор имеет «случайный» характер. Является ли этот ответ окончательным, покажет дальнейшее развитие единой теории поля. Оправдывать его можно путем полного осуществления конечной цели программы Гейзенберга: связать все ф. п. между собой на основе одного параметра.

Другой возможной альтернативой принципу целесообразности явилась бы теория, в рамках которой численные значения всех ф. п. определялись бы исключительно размерными константами  $G$ ,  $\hbar$  и  $c$ . Однако эта идея, сформулированная еще Планком, не нашла конкретного воплощения.

Автор благодарит В. Л. Гинзбурга, Д. А. Киржника, И. Ю. Кобзарева, А. Д. Линде, М. И. Подгорецкого за плодотворное обсуждение вопросов, затронутых в статье.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ ВЗАИМОСВЯЗЬ ХАРАКТЕРИСТИК ЗВЕЗД И ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ПОСТОЯННЫХ

Здесь мы ограничимся кратким выводом взаимосвязи характеристик звезд и ф. п.\*). В дальнейшем использованы следующие упрощения: 1) вместо распределений физических величин по радиусу звезды (которая полагается сферой) используются их средние значения, 2) полагается, что сложные ядра в звезде отсутствуют, 3) опускаются численные безразмерные коэффициенты  $\sim 1$ , 4) пренебрегается вращением звезд и их магнитным полем.

Запишем при этих предположениях условие равновесия в звезде, отнесенное к паре протон—электрон:

$$\frac{GM_s}{R_s} m_p \sim E_k; \quad (47)$$

$E_k$  — суммарная кинетическая энергия пары. Найдем далее нижнюю границу  $M_{s,\min}^{(1)}$ . Значение  $M_{s,\min}^{(1)}$  определяется так: если  $M < M_{s,\min}^{(1)}$ , то гравитационных сил недостаточно, чтобы разрушить атомные оболочки. Значение  $M_{s,\min}^{(1)}$  примерно соответствует максимальной массе планет. Из допущения, что при значении  $M_{s,\min}^{(1)}$  еще должны существовать атомные оболочки, следует

$$E_k \sim \varepsilon_H. \quad (48)$$

\*) Появление приложения обусловлено тем, что во время бесед с известными советскими физиками автору стала ясна необходимость конспективного, но прозрачного вывода связи характеристик звезд и ф. п. и в особенности соотношения (8). Детальное изложение вопроса об устойчивости звездных конфигураций см. в <sup>40</sup>.

В общем случае можно положить

$$M_s \sim n m_p R_s^3; \quad (49)$$

$R_s$  — радиус звезды. Средняя концентрация

$$n \sim \frac{1}{r^3}. \quad (50)$$

В данном случае  $r \sim r_H$ , где  $\epsilon_H$ ,  $r_H$  определяются соотношениями (6), (7);  $r$  — среднее расстояние между частицами. Подставляя (48) — (50) в (47), получаем

$$M_{s,\min}^{(1)} \sim \left( \frac{\alpha_e}{\alpha_g} \right)^{3/2} m_p. \quad (51)$$

Как отмечалось, масса  $M_{s,\min}^{(1)}$  соответствует наибольшей массе планет. Вопрос о том, равно ли значение  $M_{s,\min}^{(1)}$  минимальной массе существующих звезд, остается открытым. Дело заключается в том, что наблюдения звезд с массой  $M_s \sim M_{s,\min}^{(1)}$  находятся далеко за пределами возможностей современных приборов. Во-первых, светимость таких звезд мала, а во-вторых, они в основном должны излучать в инфракрасном и даже, возможно, в субмиллиметровом диапазонах. Сейчас минимальная наблюдаемая масса звезд (красных карликов)  $\sim 0,04 M_\odot$ , что примерно на два порядка превышает значение  $M_s$ , определяемое соотношением (51). Поэтому существует альтернатива: звезды с массами, заключенными в интервале  $M_{s,\min}^{(1)} - 0,04 M_\odot$ , существуют, но не наблюдаются современными приборами, либо они вовсе не существуют. В пользу последней возможности свидетельствуют некоторые оценки средней массы звезд, основанные на реалистической модели их образования<sup>41</sup> (см. далее).

Вторая нижняя граница  $M_{s,\min}^{(2)}$  определяется началом эффективного протекания термоядерных реакций. Значение  $M_{s,\min}^{(2)}$  примерно разграничивает красные карлики и звезды главной последовательности. Термоядерные реакции протекают эффективно, если

$$E_k \sim kT \sim \frac{e^4 m_p}{\hbar^2}. \quad (52)$$

Из принципа неопределенности

$$r \sim \frac{\hbar}{\sqrt{m_e k T}}. \quad (53)$$

Из (47), (49), (50), (52), (53) следует

$$M_{s,\min}^{(2)} \sim \left[ \frac{\alpha_e}{\alpha_g} \left( \frac{m_p}{m_e} \right)^{1/2} \right]^{3/2} m_p. \quad (54)$$

Максимальное значение  $M_{s,\max}$  можно получить из условия устойчивости звезд относительно излучения. Радиационная неустойчивость, определяющая величину  $M_{s,\max}$ , возникает, если давление излучения существенно превышает кинетическое давление. Следовательно, неустойчивость возникает при условии

$$\frac{(kT)^4}{(\hbar c)^3} > n k T. \quad (55)$$

Поясним качественно причины возникновения неустойчивости. Если равновесие определяется излучением, то

$$r \sim \frac{\hbar c}{k T}. \quad (56)$$

Используя (47) и (49), (52), легко получить

$$M_{s,\max} \sim \alpha_g^{-3/2} m_p, \quad (57)$$

$$R_s \sim \alpha_g^{-1/2} \frac{\hbar c}{k T}. \quad (58)$$

Таким образом, при заданном значении  $M_{s,\max}$  равновесная конфигурация соответствует любому радиусу, определяемому средней температурой. В данном случае осуществляется безразличное равновесие. Такое состояние приводит к возникновению радиальных колебаний звезды (пульсаций), которые поддерживаются

за счет термоядерных реакций. При увеличении  $M_s$  скорость термоядерных реакций возрастает, что приводит к раскачке колебаний. При достаточно больших амплитудах колебаний звезда либо разрушается, либо теряет свои поверхностные слои, т. е. уменьшается масса звезды.

Детальные оценки приводят к выводу, что этот эффект становится существенным при значении  $M_s \sim 30\alpha_g^{-3/2}m_p$ . Это значение и следует считать реальной границей для величины  $M_s$ . Наблюдения подтверждают это заключение.

Подчеркнем, что сделанные здесь оценки относятся к наиболее изученным равновесным состояниям звезд. Некоторые заключения можно сделать в рамках моделей образования звезд. Так, на основе соображений о тепловом балансе на этапе эволюции протозвезды была произведена оценка массы  $M_s$ <sup>41</sup>. Снова оказалось, что  $M_s \sim \alpha_g^{-3/2}m_p$ . Верхняя граница значений  $M_s$  в процессе эволюции от состояния протозвезды до равновесного состояния была получена из соображений баланса между давлением, обусловленным гравитацией, и давлением излучения<sup>42</sup>. Оказалось, что значение  $M_{s,\max} \sim 10\alpha_g^{-3/2}m_p$ .

Таким образом (см. (54), (57)), значение масс звезд главной последовательности близко к величине, определяемой соотношением (8).

Отметим, что для белых карликов  $E_k \sim m_e c^2$ ;  $r \sim \hbar/m_e c$ . Поэтому значение [массы белых карликов  $M_w \sim \alpha_g^{-3/2}m_p$ . Для нейтронных звезд  $E_k \sim m_p c^2$ ;  $r \sim (\hbar/m_p c) - (\hbar/m_\pi c)$ ; значение массы  $M_n \sim \left[1 - \left(\frac{m_p}{m_\pi}\right)\right] \alpha_g^{-3/2}m_p$ .

Используя полученные значения для масс звезд и характеристические расстояния  $r$ , легко получить типичные значения радиусов звезд (см. (49)).

Звезды главной последовательности:

$$R_s \sim \alpha_g^{-1/2} r_H, \quad (59)$$

белые карлики:

$$R_w \sim \alpha_g^{-1/2} \frac{\hbar}{m_e c}, \quad (60)$$

нейтронные звезды:

$$R_n \sim \alpha_g^{-1/2} \frac{\hbar}{(m_\pi m_p)^{1/2} c}. \quad (61)$$

Институт космических исследований  
АН СССР

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Weisskopf V. E.— *Science*, 1975, v. 187, p. 605.
2. Розенталь И. Л.— *УФН*, 1977, т. 121, с. 319.
3. Дибай Э. А., Каплан С. А. *Размерности и подобие астрофизических величин*.— М.: Наука, 1977.
4. Вайнштейн А. И., Волошин М. В., Захаров В. И., Новиков В. А., Окунь Л. Б., Шифман М. А.— *УФН*, 1977, т. 123, с. 217.
5. Напоролос D. V. *Proton Age Not Forever*.— In: *Proc. of Seminar on Proton Stability*, Wisconsin, Dec. 1978.
6. Rees N. Y., Ostriker J. P.— *Mon. Not. R.A.S.*, 1977, v. 179, p. 541.
7. Розенталь И. Л. Препринт Института космических исследований АН СССР Пр-400.— Москва, 1978.
8. Дусоп F.— *Sci. American*, September 1971, v. 225, p. 25.
9. Сагг B. J., Rees M. J.— *Nature*, 1979, v. 278, p. 605.
10. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. *Строение и эволюция Вселенной*.— М.: Наука, 1975.
11. Пиблс П. *Физическая космология*.— М.: Мир, 1975.
12. Salpeter E. E.— *Astrophys. J.*, 1964, v. 140, p. 796.
13. Хойл Ф. *Галактики, ядра и квазары*.— М.: Мир, 1968.
14. Дигас Р. А. М.— *Nature*, 1937, v. 139, p. 323.
15. Shlyakhter A. I.— *Nature*, 1976, v. 264, p. 340.
16. Blacke C. M.— *Mon. Not. R.A.S.*, 1977, v. 181, p. 47.
17. Will C. M. *Preprint I.T.P. No. 588*.— Cambridge, 1977.
18. Чечев В. П., Крамаровский Я. М. *Радиоактивность и эволюция Вселенной*.— М.: Наука, 1978.
19. Картэр Б.— В кн. *Космология. Теории и наблюдения*/Под ред. Я. Б. Зельдовича, И. Д. Новикова.— М.: Мир, 1978.— С. 369.

20. Хокинг С.— Ibid.— С. 360.
21. Кобзарев И. Ю., Окуни Л. Б., Померанчук И. Я.— ЯФ, 1966, т. 3, с. 1154.
22. Фокс С., Дозе К. Молекулярная эволюция и возникновение жизни.— М.: Мир, 1975.
23. Ehrenfest P.— Proc. Amsterdam Acad., 1917, v. 20, p. 200.
24. Горелик Г. Е. Автограферат канд. диссертации.— М.: Ин-т истории естествознания и техники, 1979.
25. Tangerlini F.— Nuovo Cimento, 1963, v. 27, p. 636.
26. Gurevich L., Mostepanenko V.— Phys. Lett. Ser. A, 1971, v. 35, p. 201.
27. Turner M. S., Schramm D. N. Cosmological Baryon Production and the Astrophysical Implication.— In: Proc. of Seminar on Proton Stability. Wisconsin, Dec. 1978.
28. Сахаров А. Д.— ЖЭТФ, 1979, т. 76, с. 4172.
29. Окуни Л. Б.— УФН, 1968, т. 95, с. 402.
30. Аксельм А. А.— В кн.: Материалы XIII зимней школы ЛИЯФ.— Л.: ЛИЯФ, 1978.— С. 42.
31. Илиопулос Дж.— УФН, 1977, т. 123, с. 565.
32. Берестецкий В. Б. Проблемы физики элементарных частиц.— М.: Наука, 1979.
33. Матиян С. Г.— УФН, 1980, т. 130, с. 3.
34. Georgi H., Clashow S. L.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 438.
35. Georgi H., Quinn H., Weinberg S.— Ibid., 1974, v. 33, p. 451.
36. Buras A., Ellis J., Gaillard M., Nanopoulos D. V.— Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 135, p. 66.
37. Pati J. C. Grand Unification and Proton Stability.— In: Proc. Seminar on Proton Stability. Wisconsin, Dec., 1978.
38. Гейзенберг В. Введение в единую полевую теорию элементарных частиц.— М.: Мир, 1968.
39. Киринин Д. А.— УФН, 1978, т. 125, с. 169.
40. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Теория тяготения и эволюция звезд.— М.: Наука, 1971.
41. Rees M. J.— Mon. Not. R.A.S., 1976, v. 176, p. 483.
42. Дорошкевич А. Г., Колесник И. Г.— Астрон. ж., 1976, т. 53, с. 10.