

539.12

КВАРКИ: АСТРОФИЗИЧЕСКИЙ И ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЙ АСПЕКТЫ

Я. Б. Зельдович, Л. Б. Окунь, С. Б. Пикельнер

1. ВВЕДЕНИЕ

В предыдущем номере УФН опубликован целый ряд высказываний о путях развития и задачах физики элементарных частиц. В связи с этой дискуссией имеет смысл отметить еще одно возможное направление исследований, возникшее в последнее время, наравне с исследованиями на ускорителях и в космических лучах.

Речь идет о поисках новых редких типов стабильных частиц в окружающей нас природе. Таким образом, к исследованию элементарных частиц наряду (но, конечно, не взамен!) с традиционными направлениями могут быть добавлены физико-химические методы обогащения и исследования. Различные аспекты этого направления обсуждаются ниже.

В последнее время обсуждается возможность существования новых типов частиц тяжелее протона с дробным или целым зарядом. Классификация известных сильно взаимодействующих частиц (SU_3 -, SU_6 -симметрии) естественно приводит к предположению о существовании трех частиц-кварков с зарядами $+\frac{2}{3}e$, $-\frac{1}{3}e$, $-\frac{1}{3}e$ ^{1,2} (см. популярный обзор⁴⁸).

Не исключена также возможность существования новых типов частиц с целыми зарядами как в рамках SU_3 -симметрии^{3-8*}), так и не связанных с SU_3 -симметрией⁹.

Среди кварков, частиц с дробным зарядом, одна — наиболее легкая — должна быть стабильной, притом не только в вакууме, но в силу дробности электрического заряда — и в соприкосновении с обычным веществом (ядрами, электронами). Частицы с целым зарядом могут быть нестабильны, но не исключены и запреты, которые обусловят стабильность таких частиц. Эти запреты могут быть связаны с сохранением нового квантового числа типа заряда — суперзаряда**). При строгом сохранении суперзаряда рождение и уничтожение суперзаряженных частиц возможно лишь парами — частица и античастица. Запреты могут быть связаны также с тем, что частицы могут обладать необычными сочетаниями известных квантовых чисел. В этом случае их число должно сохраняться не абсолютно, а, как и в случае кварков, — по модулю. Например,

*) Схемы, соединяющие классификацию частиц по SU_3 или SU_6 с предположением о существовании фундаментальных частиц с целыми, а не дробными зарядами, сложнее, чем схема кварков, и содержат большее число фундаментальных частиц.

**) Суперзарядом⁷ мы называем утроенный средний заряд SU_3 -супермультиплетта. Если существуют SU_3 -триплеты с целыми зарядами (типа p , n , Λ), их суперзаряд равен единице. У кварков суперзаряд равен нулю.

барионы с целым спином могут рождаться при столкновении нуклонов парами (сохранение по модулю два). Заметим, что кварки сохраняются по модулю три, т. е. при реакциях могут образовываться или уничтожаться только 3, 6, 9 и т. д. кварков; например, 7 кварков не могут целиком превратиться в обычную материю — останется по крайней мере один свободный кварк.

2. ОБРАЗОВАНИЕ КВАРКОВ ЧАСТИЦАМИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

Эксперименты при высоких энергиях до сих пор не привели к открытию новых стабильных частиц и показали, что масса этих частиц не может быть малой. Опыты на ускорителях 10^{-15} не обнаружили кварков вплоть до масс 3—5 Гэв и сечений рождения 10^{-34} — 10^{-32} см².

Опыт в космических лучах ²¹ дает на высоте порядка 2,5 км верхнюю границу потока релятивистских кварков с зарядом $\frac{1}{3}e$ величину $I_{1/3} < 1,6 \cdot 10^{-8}$ см⁻²сек⁻¹стер⁻¹ (опыт на уровне моря ²² дает границу потока $20 \cdot 10^{-8}$ см⁻²сек⁻¹стер⁻¹). Если предположить, что замедление кварков в атмосфере примерно такое же, как у нуклонов, и что сечение их рождения $\sim 0,01$ мб, то из указанного верхнего предела следует, что $m_q > 7$ Гэв. При этом используется интегральный спектр первичного космического излучения

$$N(E) = 0,9 E^{-1,5} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1}, \quad (1)$$

где E — в Гэв.

Поиски долгоживущих частиц с целым зарядом на ускорителях в Брукхейвене и ЦЕРНе ¹⁶⁻²⁰ дали отрицательный результат вплоть до масс 4 Гэв и показали, что эти частицы если и образуются, то в количестве примерно на три порядка меньше, чем антипротоны.

Наряду с поисками новых стабильных частиц в опытах по столкновению при высоких энергиях возможен и другой путь — поиски частиц, образовавшихся давно и имеющих температуру среды. Если предположить, что кварки могут рождаться первичными космическими нуклонами с $E > 300$ Гэв, то с принятыми выше параметрами их должно было родиться в атмосфере за $5 \cdot 10^9$ лет примерно 10^{11} см⁻², что составляет примерно 10^8 кварков на 1 г поглощающего слоя атмосферы. Из верхних слоев атмосферы кварки диффундируют в нижние слои, служат там центрами конденсации капель, с осадками выпадают на поверхность Земли и перемешиваются в океане. При этом получается примерно 10^5 кварков на грамм воды. Если же осадки собирались во внутренних водоемах, которые потом становились сушей, то концентрация может быть на 1—2 порядка выше.

Из-за отсутствия перемешивания концентрация кварков, образованных космическими лучами, может быть порядка 10^9 на 1 г в метеоритах. Однако размер метеорита должен быть очень большим (~ 30 см), чтобы удерживать кварки в момент рождения.

В отдельных случаях концентрация космических лучей может быть значительно больше средней. На Солнце во время хромосферных вспышек образуется много космических лучей, правда, с относительно небольшой энергией. Гораздо более мощными источниками являются переменные звезды типа τ Тельца, находящиеся в процессе гравитационного сжатия: на этих звездах происходит сильная конвекция, которая приводит к появлению переменных магнитных полей и ускорению частиц. Таким образом, звезда является источником «собственных космических лучей». Об этом говорит аномально большое количество Li и некоторых других элементов, являющихся осколками более тяжелых ядер. Есть

звезды с аномально большим содержанием He^3 , который, по предположению авторов ²³, образуется из He^4 космическими лучами. Повышенное содержание дейтерия и Li на Земле также связывается с периодом образования солнечной системы, когда Солнце представляло собой звезду типа τ Тельца и облучало вещество планет. Энергетический спектр здесь неизвестен, но если он был достаточно жестким, наряду с Li должны были образовываться и кварки.

Наиболее мощные источники космических лучей — сверхзвезды, или квазизвездные источники ²⁴, — также должны образовывать кварки. Наконец, кварки могли образовываться при взрывах меньших масштабов, происходящих в центрах галактик. Однако относительно небольшая длительность процесса взрывов и малая масса газа позволяют думать, что основной вклад в Галактике дают все-таки обычные космические лучи.

3. ОБРАЗОВАНИЕ И ВЫГОРАНИЕ КВАРКОВ В НАЧАЛЬНЫЙ ПЕРИОД РАСШИРЕНИЯ МЕТАГАЛАКТИКИ

Если гипотетические стабильные частицы (не кварки!) обладают особым строго сохраняющимся квантовым числом, подобным барионному заряду, то их минимальная концентрация является мировой характеристикой, подобной суммарному барионному заряду нашего участка Вселенной, и может быть в принципе любой. Если, однако, эти частицы сохраняются по модулю, то их ожидаемая концентрация зависит от их истории, т. е. от физических условий, в которых было ранее вещество, и от процессов, которые приводят к уничтожению частиц. Рассмотрим, например, уничтожение кварков.

Поскольку кварки тяжелее нуклонов, возможен процесс

$$q_1 + q_1 \rightarrow q_3 + q_{-1} \quad (2)$$

с последующим $q_1 + q_{-1} \rightarrow n q_0$. Здесь индекс указывает число кварков, входящих в частицу, знак минус соответствует античастице. Таким образом, q_1 — единичные кварки, q_2 — пары кварков, соединенные сильным взаимодействием, q_3 — обычные барионы из трех кварков, q_0 — мезоны. В силу реакции (2) уничтожение кварков может идти серией парных столкновений, а не более редкими тройными столкновениями.

Процесс типа (2) не учитывает возможность существования q_2 . Однако учет q_2 не меняет вывода о роли парных столкновений. Действительно, если $m_2 > m_1 + m_3$, то идет реакция $q_2 \rightarrow q_3 + q_{-1}$; если же $m_2 < m_1 + m_3$, то свободные кварки окажутся нестабильными: $q_1 \rightarrow q_3 + q_{-2}$. В этом случае частицы с дробным зарядом, которые могут существовать в природе, окажутся дикварками. Если, наконец, m_2 лежит в интервале, обеспечивающем одновременно стабильность частиц q_2 и q_1 , то оба сорта частиц уничтожаются во всех вариантах двойных столкновений. Аналогично и с теми же выводами можно рассмотреть q_4, q_5, \dots

Наиболее существенным, с точки зрения возможности образования и выгорания кварков, является период начального расширения Метагалактики, если это расширение происходило из сингулярного состояния. При этом приходится исходить из определенной космологической гипотезы. Здесь будет предполагаться, что модель однородной и изотропной Вселенной А. А. Фридмана (см., например, обзор ²⁵) применима с достаточной точностью вплоть до $t \lesssim 10^{-7}$ сек. Отклонения от однородности и изотропии, которые на ранней стадии могут быть существенны ^{26, 27}, могут, разумеется, заметно изменить результаты. Выбор же между открытой и закрытой моделями на начальной стадии совершенно не существен. С другой стороны, теория Фридмана оставляет свободными

термодинамические параметры вещества, удельную энтропию и удельный лептонный заряд единицы массы покоя вещества.

Предположим вслед за Гамовым²⁸, что в особом состоянии при бесконечной плотности удельная энтропия была велика («горячая модель» *). Тогда на ранней стадии расширения плотность квантов и всех видов пар частиц и античастиц существенно превышала избыточную плотность барионов, соответствующую зарядовой несимметрии нашей окрестности, которая нами экстраполируется на всю Вселенную. При $t \rightarrow 0$ величины $\varrho \rightarrow \infty$, $T \rightarrow \infty$. Задаваясь значением массы кварка m , легко найти относительную равновесную концентрацию кварков при $T \ll m$ **): эта концентрация $n \sim e^{-m/T}$. В настоящее время нет условий, когда заметное число кварков находилось бы в равновесии. Поэтому надо определить момент, когда в ходе расширения фактическая концентрация кварков перестает следовать за равновесной концентрацией (момент «закалки» равновесия). Аналогичная задача была решена раньше применительно к закалке антинуклонов²⁹.

Из уравнений общей теории относительности для решения Фридмана и из термодинамики следует

$$\begin{aligned} \varrho &= ahT^4 = \frac{3}{32\pi Gt^2}, \\ s &= \frac{4ahT^3}{3\varrho_b}; \end{aligned} \quad (3)$$

здесь $a = \frac{4\sigma}{c} = \frac{\pi^2}{15}$, где σ — константа Стефана—Больцмана, ϱ_b — плотность массы покоя избыточных барионов, s — удельная энтропия, отнесенная к единице этой массы, h — безразмерное число, учитывающее наличие других частиц, находящихся в равновесии с излучением при данной температуре ($h = 1$ для одних квантов, $h = 2,75$ для квантов и e^+ , e^- пар при $T > m_e c^2$).

С учетом мюонов и нейтрино $h \sim 9$. Формулы (3) относятся к начальной стадии, когда $\varrho_b \ll \varrho$. Обозначим через n концентрацию кварков, отнесенную к концентрации избытка барионов $N = \varrho_b/M$, где M — масса бариона. Равновесная концентрация при $T \ll m$

$$n_{eq} \approx \left(\frac{2}{N}\right)^{2/3} \frac{mT}{2\pi} e^{-\frac{m-M/3}{T}}. \quad (4)$$

Это уравнение напоминает формулу Саха, но для системы, состоящей из трех частиц. Уравнение кинетики имеет вид

$$\frac{dn}{dt} \approx v\sigma_2 N (n_{eq}^2 - n^2), \quad (5)$$

где v — средняя скорость, σ_2 — сечение соударения двух кварков, антикварков или дикварков, ведущего к уменьшению числа этих частиц на единицу. Множитель N входит благодаря тому, что концентрация кварков, выраженная в см^{-3} , равна $C_q = nN$. Ясно, что C_q меняется как вследствие реакций, так и за счет общего расширения, тогда как n меняется только за счет реакций. Время установления равновесия $\tau \approx (v\sigma_2 N n_{eq})^{-1}$.

Для того чтобы определить момент «закалки», время τ нужно сравнить с характерным временем изменения n_{eq} из-за расширения, описы-

*) В последнее время к этой гипотезе примкнули также Хойл и Талер⁴⁴.

**) Мы работаем в единицах $\hbar = c = k = 1$. В этих единицах масса, энергия и температура имеют одинаковую размерность и могут выражаться в градусах, в мегаэлектронвольтах, в единицах массы протона и т. д.

ваемого формулой (3). Это характерное время t_1 находим из условия

$$t_1^{-1} = \frac{d \ln n_{eq}}{dt} \approx \frac{m}{T} \frac{1}{2t} = \frac{1}{2\theta t}, \quad (6)$$

где используется (4) и $T \sim t^{-1/2}$ из (3). Величина $\theta = T m$. (Мы пренебрегаем изменением предэкспоненциального множителя в (4).)

Весь период расширения можно разделить на две стадии. В первой $\tau < t_1$ и $n \approx n_{eq}$. На второй стадии $t > t_1$, $n > n_{eq}$ и можно пренебречь рождением новых кварков. В момент t_0 , разделяющий обе стадии, можно приближенно положить $n \approx 2n_{eq}(t)$. Интегрирование уравнения

$$\frac{dn}{dt} = -v\sigma_2 N n^2 \quad (7)$$

от t_0 дает для относительной концентрации после «закалки» выражение

$$\frac{1}{n(\infty)} = \int_{t_0}^{\infty} v\sigma_2 N dt \approx 2\sigma_2 v N_0 t_0. \quad (8)$$

Последний результат получится, если учесть, что $N = N_0 (t_0/t)^{3/2}$ (см. (3)) и $\sigma_2 v \approx \text{const}$. Используя t_0 из (3), запишем (8) в виде

$$n(\infty) = \sqrt{\frac{32\pi a}{3}} \frac{\sqrt{G}}{\sigma_2 v T_0 h_0^{1/2}} \frac{h_0 T_0^3}{N_0} = \sqrt{\frac{32\pi a}{3}} \frac{\sqrt{G}}{\sigma_2 v T_0} \left(\frac{h^2}{h_0}\right)^{1/2} \frac{T^3}{N}, \quad (9)$$

где T — температура излучения, оставшегося к настоящему времени (расширение предполагается изэнтропическим), а N — средняя плотность нуклонов в настоящее время. Величина $h \approx 3$ относится к моменту, когда остались только кванты и два сорта пар нейтрино $\nu_e, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$; $h_0 \approx 9$.

В единицах массы нуклона M можно принять $\sigma_2 v \approx M^{-2}$, $T_0 \approx M$ (см. ниже), $G = 0,610 \cdot 10^{-38} M^{-2}$. Отсюда следует, что

$$n(\infty) \approx 6 \cdot 10^{-19} \left(\frac{T^3}{M}\right). \quad (10)$$

По существу малость концентрации кварков является следствием малости гравитационных сил. При этом, чтобы дать безразмерную характеристику гравитационного взаимодействия, нужно записать $GM^2/\hbar c$; M — масса нуклона, по аналогии с $e^2/\hbar c$ — постоянной тонкой структуры. Качественно легко понять, почему слабость гравитационного взаимодействия приводит к малой концентрации: скорость расширения на начальных стадиях должна быть выбрана такой, чтобы кинетическая энергия расширения как раз преодолела гравитационное притяжение и позволила веществу перейти от $\varrho = \infty$ к сегодняшнему $\bar{\varrho} = 10^{-30}$. Слабость гравитации означает медленность расширения и создает условия для гибели кварков.

С другой стороны, чем выше температура и энтропия, тем больше разных частиц (квантов, пар e^+, e^- и т. д.) приходится на один нуклон; в более разбавленной системе кварки сталкиваются и гибнут реже, отнесенная к одному нуклону концентрация кварков больше.

Величина T^3/N , приходящаяся на один нуклон, известна в настоящее время с большой неопределенностью. Если $T \approx 1^\circ$, а $N \approx 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-3}$, что отвечает нижней границе плотности с учетом одних галактик (см. ³⁰ с редукцией к постоянной Хаббла $H = 100 \text{ км сек} \cdot \text{Мпс}$), то $T^3/N \approx 10^9$. Это отвечает горячей модели мира. Прямые измерения метагалактического фона радиоизлучения приводят к выводу, что $T < 3^\circ \text{ К}$ ³¹ *).

*) Самые последние сведения, полученные путем измерения радиошумов на длине волны 7 см, говорят как будто в пользу $T \sim 4^\circ \text{ К}$ ⁴⁷.

Наблюдениям не противоречит, однако, и величина $T^3/N \approx 1$. Такой малой энтропии отвечает модель исходного холодного вещества, состоящего из свободных кварков и нуклонов *). Таким образом, в зависимости от величины T^3/N возможная концентрация кварков после первичного расширения будет составлять 10^{-9} — 10^{-18} , даже если в начале их концентрация была близка к единице. Следует подчеркнуть, что эти числа являются сугубо ориентировочными. В частности, они могут сильно измениться при учете неоднородности и анизотропии.

Уточним теперь значения величин T_0 и t_0 , определяемые равенством

$$(\nu\sigma_2 N n_{eq})^{-1} = 2\theta t \quad (11)$$

или

$$\theta e^{-\frac{1}{\theta}} \approx \sqrt{\frac{32\pi a}{3}} \frac{G^{1/2} s^{1/3}}{\nu\sigma_2 m} \left(\frac{h}{h_0}\right)^{1/3} \approx 5 \cdot 10^{-16}, \quad (12)$$

если $s \approx 10^9$. Отсюда следует, что $\theta \approx 1/30$. Если масса кварка $m \approx 10$ Гэв, то температура закалки $T_0 \sim 300$ Мэв, а время, когда происходит закалка, $t_0 \approx G^{-1/2} T_0^{-2} \approx 10^{-5}$ сек. Из (8) и (10) следует, что величина T , а следовательно, и n (∞) слабо зависят от массы кварка m . Дело в том, что хотя равновесная концентрация n_{eq} экспоненциально зависит от m и T , скорость реакции сама зависит от n_{eq} . Поэтому момент t_0 оказывается всегда соответствующим определенному n , которое от m зависит только алгебраически.

Весь процесс закалки заканчивается при температуре выше 100 Мэв, так что кулоновские барьеры и кулоновское прилипание кварков к нуклонам не играют роли при оценке величины $\nu\sigma_2$, характеризующей сечение реакции двух кварков. Ядра при этих условиях вообще не существуют.

4. СОХРАНЕНИЕ КВАРКОВ В ПРОЦЕССЕ ЭВОЛЮЦИИ ГАЛАКТИКИ

Выше было оценено выгорание кварков в первые микросекунды фридмановского расширения. Рассмотрим теперь, как должно изменяться содержание кварков в процессе дальнейшей эволюции вещества. Эта задача имеет тем больший интерес, что уточнение верхнего предела содержания кварков могло бы дать тогда некоторые ограничения и для выбора космологических моделей.

Согласно современным космогоническим представлениям первичный газ образовывал конденсации, которые, постепенно дробясь, дали начало галактикам. В галактиках газ превращался в звезды, более массивные из которых быстро проходили свою эволюцию и выбрасывали часть газа, обогащенного тяжелыми элементами, в межзвездное пространство. В нашей Галактике более 98% газа уже превратилось в звезды. В звездах процесс выгорания кварков при парных столкновениях продолжался. Однако теперь существенную роль начинает играть кулоновское взаимодействие между кварками и ядрами и кварков между собой.

При максвелловском распределении число реакций в 1 см^3 за 1 сек равно (см., например, ³²⁾)

$$C_1 C_2 F_{12} = C_{12} C_1 C_2 \left(\frac{Z_1 Z_2}{A_{12}}\right)^{1/3} T^{-2/3} e^{-3\left(\frac{\pi^2}{2} a^2 Z_1^2 Z_2^2 \frac{m_{12}}{T}\right)^{1/3}}, \quad (13)$$

*) Уже в работе ⁴⁵ было отмечено, что в теориях, где барионы рассматриваются как составные, при достаточно высокой плотности нельзя говорить о газе из всех известных из эксперимента частиц (p , N , Λ , Σ , Ξ). В действительности нужно говорить о газе из «собственно» элементарных частиц — p , N , Λ в модели Сагаты или из кварков, по современным взглядам.

где m_{12} — приведенная масса частиц, A_{12} — она же в долях массы протона, $\alpha = 1/137$, $C_{1,2}$ — концентрации частиц, C_{12} — постоянная для данной реакции. Если принять параметр сечения реакции как для дейтерия, и выразить T в эргах, то $C_{12} \approx 2 \cdot 10^{-20}$. Из уравнения типа (7) и из (13) находим концентрацию оставшихся кварков

$$C(t) \approx \frac{2}{F_{qq}(t)}, \quad (14)$$

если, разумеется, начальная концентрация была выше.

Для кварков с $Z = +2/3$ и $A \approx 5$ концентрация через 10^8 лет при $T = 10^6$ °К будет $C_q \leq 10^{15} \text{ см}^{-3}$, что составляет, например, 10^{-9} от концентрации водорода в слоях Солнца с принятой температурой. При более высокой температуре выгорание кварков резко усиливается. При $T = 10^7$ °К $C_q \leq 10^6 \text{ см}^{-3}$, т. е. 10^{-18} на 1 г в соответствующих слоях.

Для кварков с $Z = -1/3$, как следует из (13), выгорание происходит значительно быстрее. Однако эти кварки могут присоединяться к протонам и ядрам, образуя устойчивую систему. Заряд системы кварк — протон равен $+2/3 e$, и выгорание кварков теперь должно происходить примерно с такой же скоростью, как и в рассмотренном выше случае. Однако при температурах, когда возможно уничтожение, кварки скорее будут оторваны от протонов и присоединяться к He и более тяжелым ядрам. Выгорание в этом случае будет уже несущественно ввиду большой величины Z и A . Оценим это количественно.

Энергия связи кварка с ядром равна $Q = 2,76 Z_n^2 A \text{ кэв}$, где Z_n — зарядовое число ядра, A — приведенная масса системы в единицах массы протона. По формуле Саха относительная концентрация свободных и связанных кварков равна

$$\frac{C_q}{C_{qn}} = \frac{1}{C_n} \left(\frac{A m_n T}{2\pi} \right)^{3/2} e^{-Q/T}.$$

При $T = 10^6$ °К концентрация кварков, прилипших к протонам, в 10^9 раз больше, чем свободных. Однако равновесие устанавливается за 10^{-4} — 10^{-5} с эк, так что и при такой малой доле свободных кварков они за $t \sim 10^5 \text{ сек}$ все перейдут на более тяжелые ядра, в данном случае на He. При более высокой температуре кварки будут отделяться от He, но прилипнут к более тяжелым элементам. Во всех случаях время перехода на более тяжелые элементы значительно меньше, чем время выгорания.

При $T = 10^7$ К доля кварков, прилипших к He, в 10^9 раз больше, чем свободных. Учитывая концентрацию ядер C, N, O, можно оценить, что время перехода всех кварков на эти ядра меньше 10^7 сек . Отлипание от таких ядер требует очень высокой температуры. Например, при $T = 5 \cdot 10^7$ °К, что превышает температуру внутри звезд главной последовательности, доля свободных кварков сравнительно с кварками, прилипшими к O, составляет 10^{-100} . Таким образом, перелипание к более тяжелым ядрам, например к Fe, практически не происходит, доля атомов Fe и O, имеющих кварки, одинакова, но содержание Fe мало сравнительно с O. Если в процессе взрыва температура поднималась выше 10^9 , то кварки перейдут на Fe.

Резюмируя, можно сказать, что кварки с $Z = +2/3$, попадая внутрь звезды, в значительной степени уничтожаются; концентрация остается не более 10^{-18} на 1 г. Остаются только те, которые находились на поверхности в течение всего времени. Это возможно в звездах без конвективной зоны, но поскольку на ранней и на поздней стадиях эволюции почти все звезды конвективны, сохранение их маловероятно. Кварки с $Z = -1/3$, побывавшие в звезде, прилипают к элементам группы C, N, O и более

тяжелым. Поэтому нужно искать спектры атомов и молекул C, N, O и более тяжелых, ядра которых имеют кварки. Спектры атомов должны отличаться от обычных из-за изменения заряда ядра (изотопическое смещение мало), а спектры молекул — из-за изменения колебательно-вращательных параметров системы.

Рассмотрим теперь кварки, не побывавшие в звездах. Они должны быть либо свободными ($Z = +2/3$), либо прилипшими к водороду ($Z = -1/3$). Нужно заметить, что в межзвездном газе свободные кварки и кваркоядра должны вследствие наличия заряда прилипнуть к пылинкам. Поэтому в спектре межзвездного газа их линий может и не быть. Впрочем, современные методы исследования межзвездной среды вообще не могут дать сведений об элементах с низким относительным содержанием.

Оценим теперь, какова вероятность того, что кварки в процессе формирования галактики и образования звезд не попадали в звезды. При каждом процессе звездообразования около половины конденсирующегося газа превращается в звезды малой массы, которые эволюционируют медленно. Другая половина превращается в массивные звезды, которые быстро проходят свой путь и в конце выбрасывают около половины своей массы в межзвездное пространство. Остальное коллапсирует либо образует сверхплотную звезду. Примем, что $1/4$ часть массы, превратившейся сначала в звезды, снова выбрасывается в межзвездный газ и смешивается с остатками первоначального газа, после чего снова происходит звездообразование (см., например, обзор ³³). О таком постепенном расходовании газа говорит постепенное изменение химического состава звезд и скоплений с изменением их пространственных и кинематических характеристик. Пусть доля α всего оставшегося газа превращается в звезды в одном цикле. Эта величина неизвестна, она может быть порядка 0,1—0,3, но точное ее значение несущественно. После n циклов остается $(1 - \alpha)^n$ газа, причем в нем доля $a = [1 - \alpha/1 - (3\alpha/4)]^n$ не прошла через звезды. В настоящее время сохранилось 2% начальной массы галактики в виде газа. Отсюда $n\alpha \approx 5$ и $a \approx 0,25 - 0,20$ в широком интервале значений α от 0,1 до 0,3. Несмотря на схематичность, расчет показывает, что в межзвездном газе должна быть заметная примесь первичного газа и, следовательно, относительное содержание кварков в межзвездном газе должно составлять 10—20% начального. Как уже говорилось, обнаружить их там, однако, вряд ли возможно.

Наилучшие условия для экспериментального обнаружения имеются на планетах, подобных Земле. Солнечная система образовалась, по-видимому, в процессе сжатия туманности, центральная часть которой превратилась в Солнце. Планеты, особенно внутренние, образовывались в первую очередь из пыли ^{34,35}. Поэтому доля кварков на них должна быть относительно не малой. В период образования Земли температура основной массы Солнца должна была быть низкой, это была еще стадия сжатия. Физические условия в тот период пока плохо изучены; трудно сказать, насколько вероятно перемешивание с глубокими слоями и уничтожение кварков, если они имеют положительный заряд. Отрицательные кварки при этом перешли бы на ядра He или более тяжелых элементов. Более вероятным казалось бы, однако, отсутствие заметного выгорания, так как $T \sim 10^6$ ° достигалась, по-видимому, только в самом центре конденсирующегося Солнца, а конвективной была в основном оболочка. Кроме того, газ около Земли был разреженным, и он не целиком увлекал пыль, из которой образовалась Земля. Таким образом, если кварки отрицательны, их следует искать в водороде и более тяжелых элементах, причем относительное содержание их в этих элементах должно быть сравнимо с начальным, а если они положительны, то их содержание может быть велико

или мало, в зависимости от условий конвекции на Солнце в период образования Земли.

Нужно заметить, что чем дальше планета от Солнца, тем больше вероятность сохранения на ней кварков. С этой точки зрения большой интерес представляют метеориты, которые являются продуктом распада комет. Согласно современным представлениям, кометы сохраняются на периферии солнечной системы, откуда они под влиянием возмущений переходят на орбиты, более близкие к Солнцу, после чего постепенно дезинтегрируются³⁶. Метеориты из таких комет, по всей вероятности, не были в недрах Солнца в период образования солнечной системы.

Поскольку уничтожение положительных кварков происходит в тех же условиях, что и сгорание дейтерия, контролем могло бы быть содержание дейтерия. Однако обилие его на Земле объясняется, как уже говорилось, активностью Солнца в период конденсации, когда образовывалось много космических лучей.

5. ВОЗМОЖНЫЕ ПУТИ ПОИСКОВ НОВЫХ ЧАСТИЦ

При поисках новых частиц следует учитывать возможность обогащения или обеднения образцов в силу своеобразия их физико-химических свойств^{*)}. Рассмотрим поэтому некоторые физико-химические свойства кварков и гипотетических стабильных частиц с целыми зарядами и обсудим возможные способы поисков этих частиц.

Частицы с целым зарядом $Z = +1$ (i^+) физико-химически не отличаются от изотопов водорода. Они концентрируются при производстве тяжелой воды. Масс-спектрометрическое исследование образцов тяжелой воды дает относительную концентрацию $C < 10^{-10}$ в расчете на водород в исходной (до разделения) воде^{37,38}. Представляется возможным и важным понижение этой границы на несколько порядков. Спектроскопический оптический метод обнаружения такого «водорода» в земных условиях уступает масс-спектрометрическому. Оптические поиски за пределами Земли по изотопическому сдвигу также весьма затруднены, поскольку сдвиг обычно гораздо меньше ширины линий. Пример поисков дейтерия в спектре Солнца показывает, что чувствительность — не лучше 10^{-3} от содержания основного изотопа³⁹. Молекулярный спектр гидридов сильно зависит от массы атомов, но он наблюдается лишь в сравнительно узком интервале спектральных классов, ограниченном сверху диссоциацией молекул, а снизу — малой интенсивностью свечения звезды.

Частицы с целым зарядом $Z = -1$ (i^-), в частности античастицы предыдущих, рождаются энергичными космическими лучами в атмосфере, прилипают к ядрам в атмосфере, причем от протонов перескакивают на более тяжелые ядра, как в случае μ^- -мезоатомов. Их естественно искать масс-спектрографически среди изотопов углерода (N, i^-), азота (O, i^-) и кислорода (F, i^-). Такие атомы образуются в результате реакций типа $O + p, i^- \rightarrow F, i^- + \gamma$. Энергия связи с такими ядрами порядка нескольких $M\text{эВ}$.

Кварки $q^{+2/3}$ или $q^{-1/3}$ (в зависимости от того, какой из них легче) и соответствующие антикварки стабильны и могут накапливаться на Земле. Атомы, в состав которых входят кварки, обладают нескомпенсированным электрическим зарядом и ведут себя как ионы. Сольватация ионов в полярных растворах практически исключает возможность испарения из воды кварков или молекул, содержащих кварки. Можно сослаться на пример ионов Li^+ , Na^+ , F^- , Cl^- . Все эти ионы имеют структуру

^{*)} В принципе, нельзя, например, исключить возможность биологической концентрации кварков некоторыми организмами.

благородных газов, растворимость которых в воде мала. Однако заряд ионов дает энергию сольватации порядка 1,5 эв, что делает их совершенно нелетучими из раствора. Для кварков энергия сольватации меньше в отношении Z или Z^2 , т. е. порядка 0,5—1 эв для $Z = 2/3$ и 0,2—0,5 эв для $Z = -1/3$. При 100°C соответствующие $e^{-\frac{Q}{T}}$ равны 10^{-14} — 10^{-17} в первом случае и 10^{-3} — 10^{-7} во втором. Нелетучесть кварков следует учитывать при масс-спектрографических поисках этих частиц: их концентрация в парах существенно меньше, чем в жидкости. При дистилляции воды исследуемый образец очищается от кварков. Опыты Кольрауша по исследованию электропроводности чистой воды⁴⁰, по-видимому, дают относительную концентрацию кварков менее 10^{-9} . В силу вышесказанного для естественной воды эта оценка хуже.

Из неполярных веществ (нефти, масла) ионы с кварками должны адсорбироваться на поверхности породы, содержащей нефть, или на фильтрах, на стеклянных и металлических стенках сосудов, в которых находится масло. Потери кварков при очистке масла следует учитывать при интерпретации опыта Милликена, который указывает на относительную концентрацию меньше 10^{-15} .

Методика весьма точного определения малых периодических сил, успешно развиваемая В. Б. Брагинским⁴¹, по его предположению может быть использована для обнаружения единичных дробных зарядов в образцах весом до 10^{-4} г, помещенных в периодическое электрическое поле. Это соответствует чувствительности 10^{-19} .

Оптические спектры атомов, содержащих кварки, должны быть весьма характерны. Линии L_α у атомов $(q^{+2/3}e^-)$ и $(q^{-1/3}pe^-)$ попадают в близкий ультрафиолет $\lambda = 2750 \text{ \AA}$. Красное хаббловское смещение далеких галактик и квазизвездных источников перемещает эту линию в удобную для наблюдений область. Атомы C, N, O, Fe, ядра которых присоединили кварк $q^{-1/3}$, должны иметь спектры, совсем не похожие на спектры обычных атомов тех же элементов, так как изменяются все параметры экранирования их электронных оболочек. Расчет спектров таких атомов представляет собой отдельную квантовомеханическую задачу. После расчета необходимы целенаправленные поиски этих линий, а также линии $\lambda = 2750 \text{ \AA}$ и молекулярных линий необычных масс *) в спектрах различных космических объектов, совершенно независимо от различных оценок возможной концентрации кварков, которые не могут в настоящее время претендовать на достоверность.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Одним из основных вопросов, возникающих в связи с возможностью существования новых стабильных частиц, и в частности кварков, является вопрос о том, почему эти частицы до сих пор не обнаружены в окружающей нас природе. Как показывает проведенное выше рассмотрение, в этом нет ничего удивительного. В процессе первичного фридмановского расширения кварки интенсивно выгорают, превращаясь в нуклоны, и их концентрация становится порядка 10^{-9} — 10^{-18} на нуклон, даже в том случае, если вначале кварки и нуклоны имели сравнимые концентрации. Если наиболее легкими и, следовательно, стабильными являются положительно заряженные кварки, то их выгорание продолжается в недрах звезд. Отрицательно заряженные кварки «консервируются», приликая к атомным ядрам. Поэтому то обстоятельство, что кварки до сих пор

*) Аналогичные предложения для позитрония и антипротония (см. 42, 43).

не обнаружены, может рассматриваться как аргумент в пользу того, что стабильными являются положительные кварки. Следует, однако, иметь в виду, что в процессе эволюции часть газа не проходит через звезды и сохраняет ту концентрацию кварков, которая осталась после начального этапа фридмановского расширения.

При поисках термализованных кварков в земных условиях следует учитывать их физико-химические особенности, такие, как сольватация в водных растворах и осаждение на стенках в неполярных растворителях. В лабораторных условиях наилучшим способом поисков кварков является измерение элементарных зарядов макротел и масс-спектрометрия. Последний метод особенно эффективен для поисков новых частиц с целыми зарядами. Оптическая спектроскопия может быть использована для поисков кварков во внеземных объектах.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. M. Gell-Mann, Phys. Rev. Letts. 8, 214 (1964).
2. G. Zweig, CERN Preprint (1964).
3. F. Gürsey, T. D. Lee, M. Nauenberg, Phys. Rev. B135, 467 (1964).
4. P. Franzini, J. Lee-Franzini, Phys. Rev. Letts. 12, 602 (1964).
5. M. Gell-Mann, Physics 1, 63 (1964).
6. T. D. Lee, Nuovo cimento 35, 933 (1965).
7. Л. Б. Окунь, Ядерная физика 1, 297 (1965).
8. Я. Б. Зельдович, Письма в редакцию ЖЭТФ 1, № 3 (1965).
9. Л. Б. Окунь, ЖЭТФ 11, 1773 (1964).
10. R. Adair, Coral Gables Conference on Symmetries Principles at High Energy. Univ. of Miami, W. H. Freeman and Co., 1964, p. 36.
11. L. B. Leipuner, W. T. Chu, R. S. Larsen, R. K. Adair, Phys. Rev. Letts. 12, 423 (1964).
12. D. R. O. Morrison, Phys. Rev. Letts. 9, 199 (1964).
13. H. H. Bingham et al., Phys. Rev. Letts. 9, 201 (1964).
14. V. Hagopian, W. Selove, R. Ehrlich, E. Leboy, R. Lanza, D. Rahm, M. Webster, Phys. Rev. Letts. 13, 280 (1964).
15. W. Blum, S. Brandt, V. T. Cocconi, O. Czyzewsky, J. Danysz, M. Jobs, G. Kellner, D. Miller, D. R. O. Morrison, W. Neale, J. G. Rushbrooke, Phys. Rev. Letts. 13, 353a (1964).
16. P. Franzini, B. Leontic, D. Rahm, N. Samios, M. Schwartz, Phys. Rev. Letts. 14, 196 (1965).
17. L. Gilly, B. Leontic, A. Lundby, R. Meunier, J. P. Stroot, M. Szeptyka, Proc. Rochester Conf. 1960, стр. 808.
18. G. Von Dardel, R. M. Mermoud, G. Weber, K. Winter, Proc. Rochester Conf. 1960, стр. 836.
19. V. T. Cocconi, T. Fazzini, G. Fidecaro, M. Legros, N. H. Lipman, A. A. W. Merrison, Phys. Rev. Letts. 5, 19 (1960).
20. W. F. Baker, R. L. Cool, E. W. Jenkins, T. F. Kysia, S. J. Lindenbaum, W. A. Love, D. Iüers, J. A. Niederer, S. Ozaki, A. L. Read, J. J. Russel, L. C. L. Yuan, Phys. Rev. Letts. 7, 101 (1961).
21. T. Bowen, D. A. De Lise, R. M. Kalbach, L. B. Mortata, Phys. Rev. Letts. 13, 728 (1964).
22. A. W. Sunyar, A. Z. Schwarzschild, P. J. Counors, Phys. Rev. 136, B1157 (1964).
23. J. Jugaku, W. L. W. Sargent, J. L. Greenstein, Astrophys. J. 134, 783 (1961).
24. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, F. Hoyle, Rev. Mod. Phys. 29, 548 (1957); D. Layzer, Phys. Rev. Letts. 15 (1965). В. Л. Гинзбург, Л. М. Озерной, С. И. Сыроватский, ДАН СССР 154, 557; V. L. Ginzburg, L. M. Ozernoy, S. I. Syrovatsky, Quasistellar Sources and Gravitational Collapse, Chicago Univ., 1965, стр. 937.
25. Я. Б. Зельдович, УФН 80, 357 (1963).
26. W. H. McCrea, Zs. Astrophys. 18, 98 (1939).
27. А. Л. Зельманов, Труды 6-го Совещ. по вопросам космогонии, М., Изд-во АН СССР, 1959.
28. G. Gamov, Phys. Rev. 70, 572 (1946).
29. Ya. B. Zeldovic, Advances Astron. and Astrophys., vol. 3, Academic Press, 1965.

30. A. J. Turtle, J. F. Pugh, S. Kenderdine, I. I. K. Pauliny-Toth, *Mont. Not.* **124**, 297 (1962).
 31. К. У. Аллен, *Астрофизические величины*, М., ИЛ, 1960, стр. 284; Oehm, *Bell Syst. Tech. J.* **40**, 1065 (1961); De Grasse, *J. Appl. Phys.* **30**, 2013 (1959).
 32. М. Шварцшильд, *Строение и эволюция звезд*, М., ИЛ, 1961.
 33. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, *Межзвездная среда*, М., Физматгиз, 1963.
 34. О. Ю. Шмидт, *Четыре лекции о теории происхождения Земли*, М., 1950.
 35. H. C. Urey, *The Planets*, USA, 1952.
 36. J. H. Oort, *Bull. Astron. Nederl.* **11**, No. 408, 91 (1960).
 37. R. Sherr, L. G. Smith, W. Bleakney, *Phys. Rev.* **54**, 388 (1938).
 38. Г. М. Кукавадзе, Л. Я. Мемелова, Л. Я. Суворов, *Препринт ИТЭФ* (1965).
 39. А. Б. Северный, *Астрон. ж.* **34**, 328 (1957).
 40. Г. Реми, *Курс неорганической химии*, М., ИЛ, 1963, стр. 74.
 41. В. Б. Брагинский, *УФН* **86** (3), 433 (1965); *ПТЭ*, № 3, 130 (1964).
 42. S. Mohorovicic, *Astron. Nachr.* **259**, 94 (1934).
 43. Н. А. Власов, *Астрон. ж.* **61**, 893 (1964).
 44. F. Hoyle, A. Tuler, *Nature* **224**, 1000 (1965).
 45. Я. Б. Зельдович, *ЖЭТФ* **37**, 569 (1959).
 46. Я. Б. Зельдович, *ЖЭТФ*, *Письма в редакцию* **1** (4), 1 (1965).
 47. *Scientific American*, 213, № 1, стр. 44, июль 1965 г., редакционное сообщение.
 48. Я. Б. Зельдович, *УФН* **86** (2), 303 (1965).
-