

Иваненко Д.Д., Курдгелаидзе Д.Ф.,

### Гипотеза кварковых звезд,

*Астрофизика*, т.1, N6, с.479, 1965.

Попытки систематики элементарных частиц и их сведения к немногим объектам привели к гипотезе суб-частиц „кварков“ [1], из которых предполагаются построенными все сильно взаимодействующие гадроны<sup>\*)</sup>, то есть мезоны, барионы и их резонаны. Кварки должны обладать дробным барионным и электрическим зарядами и массой, значительно превышающей барионную. Кварки могут являться реальными частицами, по ряду причин трудно наблюдаемыми. В ряде отношений близкая гипотеза о „трионах“ – суб-частицах целого заряда также требует их значительной массы. Заманчиво искать кварки (или трионы, которые специально оговариваться не будут) в условиях астрономических сверхплотных конфигураций, в частности, в условиях, при которых обычные частицы теряют свою индивидуальность и материал, из которого образуются нуклеоны, может оказаться кварковым полем.

Как известно, при сжатии звезды после образования вырожденного электронного газа происходит „вдавливание“ электронов в протоны, развал ядер и переход к нейтронной звезде; при дльнейшем сжатии более выгодным оказывается переход к вырожденному гиперонному ферми-газу [2]. Естественно предполагать, что выгодным окажется переход к еще более тяжелым барионным резонанам, и наконец, гипотетическим суб-частицам: кваркам и т. д.

Переход к кваркам соответствует сильному внутреннему возбуждению барионов, приводящему в конце концов к их развалу на фундаментальные суб-частицы.

Проанализируем условия перехода барионной звезды, как предшествовавшей конфигурации, в кварковую, пренебрегая температурой. Обозначим через  $B$ ,  $Q_1$ ,  $Q_2$ ,  $Q_3$  барион и кварки. Распад

$$B \rightarrow Q_1 + Q_2 + Q_3 \quad (1)$$

возможен при наличии у бариона кинетической энергии

$$U_k > \Delta mc^2, \quad \Delta mc^2 = (\alpha - 1)mc^2, \quad (2)$$

где  $\Delta m$  - дефект массы в (1),  $m$  -- масса бариона; массы кварков соответственно будут

$$m_j = \alpha_j m \quad (j = 1, 2, 3), \quad \sum \alpha_j m = \alpha m, \quad \alpha = \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 \gg 1. \quad (3)$$

Для барионного вырожденного газа условие возможности (1) имеет вид

$$U_{\max} = \frac{a_q}{m} n_q^0 > (\alpha - 1) m c^2; \quad n_0 > \{(\alpha - 1) m^2 c^2 a_q^{-1}\}^{1/q} \quad (4)$$

$$q = \frac{1}{3}, \frac{2}{3}; \quad a_{2/3} = \frac{1}{8} \left(\frac{3}{\pi}\right)^{2/3} h^2 \approx 5 \cdot 10^{-54}; \quad a_{1/3} = \frac{1}{2} \left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/3} h c m,$$

где  $n_e$  -- плотность барионов,  $q = 2/3$  для нерелятивистского и  $q = 1/3$  для ультрарелятивистского газа. Как показывают оценки, реакция (1) может протекать только при очень высоких плотностях, ввиду чего для простоты ограничимся ультрарелятивистским случаем. Хотя в условиях сверхплотных конфигураций мы имели дело с системой, состоящей из всех сортов барионов и их резонансов с соответствующими концентрациями, однако ввиду сложности ее рассмотрения аппроксимируем ее одним барионным газом, с некоторой средней приведенной массой  $m = \gamma m_0$ , где  $m_0$  -- масса нуклона, а  $\gamma$  -- множитель порядка  $1 < \gamma < 10$ . Тогда имеем

$$n_0 > \{\gamma(\alpha - 1)\}^3 10^{40} \text{ см}^{-3}, \quad a_{1/3} = \gamma \cdot 1.7 \cdot 10^{-40}. \quad (5)$$

При этом равновесная плотность кварков определится из равенства Фермиевских граничных энергий барионов и трех кварков.

Рассматривая барионы как ультрарелятивистские, а кварки как нерелятивистские, условие равновесия запишем в виде

$$a_{1/3} n_B^{1/3} = \frac{9}{\alpha} a_{2/3} n_Q^{2/3} + \alpha m^2 c^2. \quad (6)$$

В случае, когда и кварки являются ультрарелятивистскими, имеем

$$\frac{n_B}{n_0} \approx 9/\alpha \leq 1. \quad (7)$$

Столь высокая плотность, определенная неравенством (4), необходимая для реакции (1), может быть, по-видимому, достигнута, например, в недрах некоторых барионных звезд. Однако, по современным представлениям, звезда столь высокой центральной плотности будет находиться в квазистационарном состоянии [3].

Барионная звезда с исходной массой  $M = N_0 m$  при переходе  $N_1$ - барионов в кварки перерабатывает в массы кварков кинетическую энергию  $E = N_1(\alpha - 1) m c^2$ , причем уменьшение давления будет  $\Delta P \approx n_Q \Delta m c^2$ , где  $n_Q$  - плотность кварков одного сорта. Так

как при переходе  $n_1$  - барионов, из  $n_0$  находящихся в единице объема, в кварки, гравитационная энергия системы не меняется, то подобный переход приводит к дальнейшему сжатию звезды.

Допустим теперь, что существует звездная конфигурация с массой  $M_0 = (N_Q\alpha + N_B)m$ , где  $\alpha m$  - масса трех кварков,  $N_Q$  - полное число кварков одного сорта,  $N_B$  - полное число барионов (пренебрегая гравитационным дефектом массы). Ввиду возможности локальных флуктуации плотности такая конфигурация не будет устойчивой. Благодаря флуктуации плотности в относительно небольшом объеме  $\Delta V$ , плотность барионов может стать меньше, чем определенная неравенством (4). Тогда процесс становится односторонним и начинается переход кварков в барионы с выделением огромной кинетической энергии  $E \approx N_Q(\alpha - 1)mc^2$ , где  $N_Q$  - число кварков в  $\Delta V$ . Это создает перепад в давлении  $\approx E\Delta V$  и приведет к дальнейшему расширению области флуктуации плотности, так что локальные флуктуации плотности со временем могут расширяться неограниченно. Выделяемая при этом полная кинетическая энергия

$$\bar{\epsilon} = (\alpha - 1)N_Q mc^2 = 6(\alpha - 1) \left[ 1 - \frac{N_B}{N_B + N_Q} \right] \frac{GM^2}{R_g}, \quad R_g = \frac{2GM}{c^2}, \quad (8)$$

где  $M = (N_B + N_Q)m$  - масса звезды с исходной массой  $M = (N_B + \alpha N_Q)m$  после перехода всех кварков обратно в барионы,  $R_g$  -- гравитационный радиус. При этом выделяемая кинетическая энергия

$$\bar{\epsilon} \geq \frac{GM^2}{R_g}$$

достаточна для того, чтобы конфигурацию с массой  $M$ , находящуюся в состоянии, близком к гравитационному радиусу, расширить в принципе до неограниченных размеров. Если при этом превращение кварковой звезды в барионную пройдет достаточно быстро, то расширение будет носить характер взрыва. Конечно, в кварковой звезде, полученной путем сжатия, флуктуации не могут привести обратно к барионной звезде, однако в кварковой конфигурации, образовавшейся вначале по каким-либо причинам, флуктуации, по-видимому, могут дать начало взрыву.

Не исключено, что в центральных областях некоторых новейших астрономических объектов, выделяющих огромные энергии (квазизвезды, взрывные галактики), играют роль процессы с участием кварков (или других суб-частиц). Конфигурации типа кварковых могут оказаться полезными для анализа сверхплотных предзвездных состояний, предполагаемых В. А. Амбарцумяном, или для анализа первоначального состояния всей расширяющейся Вселенной.

Приятным долгом является благодарность В. А. Амбарцумяну и Г. С. Саакяну за ценные замечания.

## Литература

1. *M. Gell-Mann*, Phys. Rev. Lett., 8, 214, 1964; *Zweig*, Preprint CERN, 1964.
2. *В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян*, Астрон. ж., 37, 193, 1960.
3. *Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартанян, Э. В. Чубарян*, Тезисы II сов. грав. конференции, стр. 205, изд. Университета, Тбилиси, 1965.
4. *Я. Б. Зельдович*, ЖЭТФ, 42, 1667, 1964.