

ВОЗМОЖНОСТЬ ПРИСУТСТВИЯ РЕЛИКТОВЫХ КВАРКОВ  
В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

Е.Л.Фейнберг

Согласно работе Максименко и др.<sup>[1]</sup>, кварки,  $q$ , могут генерироваться с заметным сечением при адронных соударениях высокой

энергии, только если они взаимодействуют на больших расстояниях существенно слабее, чем адроны. В связи с этим можно отметить, что есть другой источник кварков в космических лучах (к.л.). "Холодные",  $T \sim 3-4^0 K$ , реликтовые  $q$ , оставшиеся, согласно анализу [3], от первых стадий расширения вселенной в межзвездной среде и других холодных средах в пропорции  $Q$ , которую можно оценить только очень грубо, — мы примем  $Q \sim 10^{-II}$  на стабильный барион, — могут испытать такое же ускорение, как обычные протоны,  $p$ , и ядра и наряду с ними войти в состав к.л.

Механизм генерации к.л. все еще не известен. Поэтому мы рассмотрим различные возможности.

1. Весьма вероятно [3], что основная масса к.л. генерируется во вспышках сверхновых и т.п. горячих объектов. Но в них  $q$  выгорают [2]. В таком случае отношение потоков быстрых  $q$ ,  $I_q$  и к.л.  $I_{\text{кл}}$  очень мало,  $I_q/I_{\text{кл}} = \xi \ll 10^{-II}$ . Возможно, правда, что ускорение происходит в холодных, не испытывающих (хотя бы частично) конвекции оболочках указанных объектов. Тогда  $\xi$  может быть близко к  $Q$  (ср. ниже).

2. К.л. из неконвективных оболочек Солнца и других стационарных звезд дают поток  $\sim 10^{-3} + 10^{-5} I_{\text{кл}}$  с энергией  $\lesssim 10^{10} \text{ эв.}$  Можно ожидать, что в доле  $\sim 10^{-II}$  среди них присутствуют и кварки,  $\xi \sim 10^{-14} + 10^{-16}$ .

3. Ускорение протонов в межзвездной среде статистическим механизмом Берни определяется формулами

$$\frac{dE}{dt} = \alpha \frac{v}{c} E, \quad \alpha = u^2/(cl) \quad \text{при } E_{\text{кин.}} > E_{\text{кин. и.}}, \quad (1)$$

где  $E_{\text{кин.}}$  — кинетическая энергия,  $v$  — скорость частицы,  $u$  — скорость облаков межзвездного газа,  $l$  — пробег частицы между соударениями с облаками,  $c$  — скорость света,  $E_{\text{кин. и.}}$  — кинетическая энергия инъекции,

$$E_{\text{кин. и.}} = \frac{2Ze^4 Z_e^2 n L}{\alpha m_e c} \sim 7 \cdot 10^{-9} \frac{Z^2 n}{c \alpha}. \quad (2)$$

Здесь  $Ze$  — заряд ускоряемой частицы,  $n (\text{см}^{-3})$  — число атомов водорода в среде,  $m_e$  — масса электрона,  $L$  — логарифмический фактор, 498

$L \sim 20$ . Для ускорения основной массы к.л. этот механизм мало эффективен [3], так как при  $u/c \sim 10^{-4}$ ,  $\ell \sim 3 \cdot 10^{19}$  см,  $\alpha \sim 10^{-17}$  сек<sup>-1</sup> даже за время жизни вселенной  $t_0 \sim 3 \cdot 10^{17}$  сек  $E$  может увеличиваться до  $E = E_0 \exp(\alpha t_0)$  лишь в  $\sim 10$  раз, что не объясняет спектра к.л. Кроме того, трудно объяснить спектр ядер с  $Z > 1$ .

Однако в применении к  $q$  это только означает, что таким механизмом могут быть получены лишь  $q$  невысокой энергии,

$$E_q \approx m_q c^2 \exp(\alpha t_{\text{эфф}}),$$

где  $m_q$  - масса  $q$ ;  $t_{\text{эфф}}$  - его время жизни. При  $t_{\text{эфф}} \sim t_0$ , при прежних оценках для  $\alpha$ ,  $\alpha t_{\text{эфф}} \sim 1$  и  $\xi$  определяется эффективностью инжекции. Простейший ее механизм - переброс夸арков в надинжекционную область,  $v_q > v_u = \sqrt{\frac{2}{m_q} E_{\text{кин.и}}}$  кулоновским соударением с потоком обычных к.л. Сечение такого соударения, учитывая (1), (2),

$$\sigma = \frac{4\pi Z^2 e^4}{v_{\text{к.л.}}^2 v_u^2 m_q^2} \sim \left(\frac{u}{c}\right)^2 \frac{1}{n \ell b} \frac{m_e}{m_q}, \quad (3)$$

где скорость протона к.л.  $v_{\text{к.л.}} \sim c$  ( $v_{\text{к.л.}} \gg \frac{m_q}{m_N} v_u$ ). Все эти  $q$  затем ускоряются. Умножим  $\sigma$  на число холодных夸арков в см<sup>3</sup>,  $nQ$ , на  $c, t$  и  $I_{\text{к.л.}}$ . Это дает  $I_q$ :

$$\xi \approx Q \left(\frac{u}{c}\right)^2 \frac{m_e}{m_q} \frac{ct}{\ell b} \sim Q \cdot 10^{-4} \frac{m_N}{m_q} \sim 10^{-15} \frac{m_N}{m_q}. \quad (4)$$

По-видимому, это обеспеченный нижний предел для  $I_q$ .

4. Из (4) видно, что в других средах, с существенно большим  $u^2/\ell$ , даже такой простой механизм инжекции и статистическое ускорение могут дать  $\xi \sim Q \sim 10^{-11}$ . Возможно, что и в межзвездной среде работают области с большими  $u^2/\ell$ . Но, как известно [3], в источнике к.л. должно быть обеспечено преимущественное ускорение тяжелых ядер. Оно может быть следствием безинжекционного статистического ускорения [3], если  $\alpha > \alpha_k = \frac{4\pi n e^4 \ell}{m_e c v_e^2} \frac{Z^2}{m}$ , где  $Ze$  и  $m$  - заряд и масса ускоряемой частицы. Для夸арков с  $Z_q = 1/3$ ,  $m_q > 3m_N$  этот параметр по крайней мере в 30 раз меньше, чем для  $p$ . Поэтому-

му в случае безинжекционного статистического ускорения  $\xi$  должно превышать поток протонов в гораздо большей степени, чем его превышает поток ядер с таким же  $Z^2/A$  ускоряемых ионов, т.е.  $\xi > 10 \sim 10^{-10}$ .

5. В последнее время выяснилось [4], что очень эффективным – особенно в нерелятивистской области – может быть ускорение частиц в плазменных мелкомасштабных турбулентностях. Считая скорость ускоряемой частицы порядка фазовой скорости плазменной волны,  $v \sim v_\phi$ , можно получить оценку:

$$\omega_{\text{плазм}} \sim \frac{Z^2 e^2 n k T w}{m^2 c^2 \omega_0}, \quad (5)$$

где  $n$  – число электронов плазмы в единице объема;  $kT \sim 1 \sim 10$  эв – тепловая энергия;  $\omega_0 = (4\pi n e^2 / m_e)^{1/2}$ ;  $w$  – отношение энергии турбулентности к тепловой энергии плазмы ( $w$  – очень мало).

Таким образом, этот механизм ( $\omega_{\text{плазм}} \sim Z^2/m^2$ ) не дает преимущественного инжецирования тяжелых частиц. Условие  $\omega_{\text{плазм}} > \omega_k \sim Z^2/m$  показывает, что  $q$  безинжекционно ускоряются в такой среде, только если то же обеспечено (с запасом в  $m_q/m_N$  раз) для протонов. Однако  $\omega_{\text{плазм}}$  может быть велико: при  $n \sim 10^{-2}$

$\omega_{\text{плазм}} \sim Z^2 (m_N/m)^2 \cdot 10^{-9} w$  сек<sup>-1</sup>, что легко может дать  $\omega_{\text{плазм}} t_0 \gg 1$ . Поэтому если избыток тяжелых ядер связан не с преимущественной инжецией для  $Z^2/A \gg 1$ , а с повышенной распространностью тяжелых ядер в источниках к.л. и ускорение обеспечивается плазменными волнами, то и  $q$  будут ускоряться этим механизмом эффективно, так что  $\xi$  может стать  $\sim 10^{-11}$ .

Резюмируем. В первичном потоке космических лучей можно ожидать присутствия кварков, особенно в области малых энергий,  $E_q/m_q c^2 \lesssim 10$ . Отношение  $\xi$  их потока к потоку протонов может быть меньше средней относительной концентрации холодных кварков на несколько порядков,  $\xi \sim 10^{-15} m_N/m_q$  (см. п.п. 2 и 3), но может и достигать (и даже превосходить более чем на порядок)

$\xi \sim Q \sim 10^{-11}$ , например если ускорение к.л. осуществляется статистическим безинжекционным механизмом (п.п. 4 и 5).

Эксперимент [5,6] дает пока  $\xi < 10^{-8}$ . Вряд ли возможно обнаружить  $q$ , если  $I_q < 10^{-11} + 10^{-12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Было бы существенно продвинуться к меньшим интенсивностям, обращая особое внимание на кварки относительно малых энергий.

В заключение я хочу поблагодарить В.Л.Гинзбурга, Я.Б.Зельдовича, С.Б.Пикельнера и В.Н.Цытовича за интересные обсуждения.

Физический институт им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
9 апреля 1966 г.

#### Литература

- [1] В.М.Максименко, И.Н.Сисакян, Е.Л.Фейнберг, Д.С.Чернавский.  
Письма ЖЭТФ, 3, 340, 1966.
- [2] Я.Б.Зельдович, Л.Б.Окунь, С.Б.Пикельнер. Успехи физ.наук,  
87, II3, 1965.
- [3] В.Л.Гинзбург, С.И.Сыроватский. Происхождение космических лучей.  
М., Изд. АН СССР, 1962.
- [4] В.Н.Цытович. Докл. АН СССР, 142, 319, 1962; Астрон. ж., 42, 33,  
1965.
- [5] A.W.Sunyar, A.Z.Schwarzschild, P.I.Connors. Phys.Rev., 136B,  
1157, 1964.
- [6] T.Bowen et al. Phys.Rev.Lett., 13, 728, 1964; D.A.De Lise,  
T.Bowen. Phys.Rev., 140B, 458, 1965.