

УДК 576.11

## КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ КАК ВОЗМОЖНЫЙ ИСТОЧНИК БИМОЛЕКУЛЯРНОЙ КИРАЛЬНОЙ АСИММЕТРИИ

В. А. Царев

*Показано, что радиолиз под действием космических лучей высоких энергий может привести к киральной асимметрии биомолекул.*

Вопрос о происхождении "киральной чистоты" биосферы (см., например, обзоры [1 – 4]), тесно связанный с более общим вопросом о происхождении жизни, остается до сих пор открытым. В качестве одного из возможных механизмов возникновения киральной асимметрии был предложен асимметричный радиолиз расемических смесей биомолекул под действием продольно-поляризованных  $\beta$ -частиц, возникающих при распадах радиоактивных элементов [5].

Радиолиз можно рассматривать как выбивание связывающего молекулярного электрона. При этом асимметрия является результатом отличной от нуля "плотности спиральности"  $h$  орбитального электрона, возникающей из-за спин-орбитального взаимодействия [6, 7]:

$$h \propto \eta(\alpha Z)^2.$$

Здесь  $Z$  – атомный номер кирального центра,  $\alpha \approx 1/137$  – постоянная тонкой структуры и  $\eta$  – фактор молекулярной асимметрии ( $\eta \propto 10^{-3} - 10^{-4}$ ), учитывающий степень асимметрии молекулярной структуры. Представим сечение радиолиза под действием  $e^\pm$  в виде суммы спин-независимой и спин-зависимой частей

$$\sigma^\pm = \sigma_1^\pm + fh\sigma_2^\pm, \quad (1)$$

где  $f$  и  $h$  – спиральности налетающего  $e^\pm$  и орбитального электрона, соответственно. Тогда асимметрию радиолиза, т.е. относительную разницу сечений  $\sigma^\pm(L)$  и  $\sigma^\pm(D)$  радиолиза  $L$ - и  $D$ -энантиомеров, можно характеризовать величиной

$$a^\pm = (\sigma^\pm(L) - \sigma^\pm(D))/(\sigma^\pm(L) + \sigma^\pm(D)) = -f|h|A^\pm, \quad A^\pm = \sigma_2^\pm/\sigma_1^\pm.$$

Вычисление  $A^\pm$  [6, 7] приводит к следующим результатам. (а) В области кинетических энергий  $T > 1 \text{ МэВ}$

$$A^+(T) = A^-(T) = A(T), \quad a^+(T) = -a^-(T). \quad (2)$$

С точностью до слабой логарифмической зависимости

$$A(T) \cong 10^{-7} (T/(1 \text{ МэВ}))^{-1}. \quad (3)$$

(б) В области  $T < 1 \text{ МэВ}$  при уменьшении  $T$  обе асимметрии проходят через нуль при  $T \approx T_1 \approx 0.3 - 0.5 \text{ МэВ}$  и становятся отрицательными. При этом

$$A^+ \approx -(10^{-6} - 10^{-5}), \quad A^- \approx -(10^{-5} - 10^{-1}), \quad (4)$$

т.е.  $|A^-| \gg |A^+|$  при  $T < T_1$ .

Разница связана с тем, что в случае налетающего электрона оба лептона (т.е. налетающий и орбитальный электроны) идентичны и большая асимметрия возникает за счет интерференции прямого и обменного членов.

Как следует из (2), асимметрия  $a^\pm$  пропорциональна не только молекулярной спиральности  $h$ , но и спиральности  $f$  налетающего лептона. Для ядерного  $\beta$ -распада  $f$  имеет начальную величину  $\pm p/E$ . В процессе замедления частиц в веществе эта спиральность сохраняется при релятивистских энергиях, но исчезает при нерелятивистских (за счет стохастизации вектора импульса). Если использовать зависимость  $f(T)$ , вычисленную (для воды) в [7], то видно, что для  $\beta^-$  падение  $f(T)$  с уменьшением  $T$  примерно компенсируется ростом  $|A^-(T)|$ , так что при  $T < T_1$  произведение  $f(T)|A^-(T)|$  примерно постоянно и составляет

$$f(T)|A^-(T)| \approx 10^{-8}. \quad (5)$$

Количественные оценки возможного влияния радиоактивных  $\beta$ -источников, растворенных в "первичном бульоне", на содержащиеся в нем макромолекулы были проведены в [7].

В настоящей работе мы покажем, что эффективным источником частиц для асимметричного радиолитического распада могут быть также космические лучи (КЛ) высоких энергий.

Напомним, что КЛ на уровне моря состоят в основном из мюонов  $\mu^\pm$ , электронов  $e^-$  и позитронов  $e^+$ . Доля адронов в КЛ невелика ( $< 1\%$ ), а нейтрино, ввиду слабости их взаимодействий, для нашего обсуждения несущественны. Вертикальные составляющие потока мюонной и электронно-фотонной компонент на уровне моря равны [8].

$$J_\mu(0) \approx 0.82 \cdot 10^2 (\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер})^{-1},$$

$$J_e(0) \approx 0.31 \cdot 10^2 (\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер})^{-1}$$

и угловая зависимость может быть аппроксимирована в виде

$$J(\theta) \approx J(0) \cos^2 \theta.$$

Важно подчеркнуть, что большая часть частиц КЛ на уровне моря являются продуктами не сохраняющих четность слабых распадов

$$\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu,$$

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e/\bar{\nu}_e + \bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$$

и поэтому обладают продольной поляризацией. Исключение составляют  $\delta$ -электроны, доля которых невелика (менее 10% от полного потока), а также  $e^\pm$ , возникающие при взаимодействии в атмосфере  $\gamma$ -квантов от распадов  $\pi^0$ -мезонов. В дальнейшем мы не будем их учитывать.

Спектр мюонов на уровне моря имеет максимум при импульсе около  $0.5 \text{ ГэВ}/c$ . Для дальнейшего обсуждения существенно иметь в виду, что мюоны низких энергий образуются в глубине атмосферы, где ядерная компонента (являющаяся источником мюонов) симметрична по зарядам и, как результат, спектры  $\mu^+$  и  $\mu^-$  совпадают. При больших энергиях, начиная с  $E \approx 0.5 - 1 \text{ ГэВ}$ , существует избыток положительно заряженных мюонов

$$J_{\mu+} = J_{\mu-} + \Delta J,$$

отражающий положительный заряд первичных КЛ. Практически он не зависит от энергии и равен

$$\Delta J/J_{\mu-} \approx 0.3. \quad (6)$$

Рассмотрим теперь взаимодействие потока КЛ с водным раствором макромолекул. Частицы высоких энергий, большую часть которых составляют мюоны, будут проходить значительные толщи вещества, постепенно теряя энергию (главным образом на ионизацию) и замедляясь. Пробег мюонов в воде

$$R_\mu(E) \approx 5 \text{ м} (E/1 \text{ ГэВ}). \quad (7)$$

На своем пути мюоны вызывают ионизацию с линейной плотностью

$$N_1 \approx 0.7 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}. \quad (8)$$

Замедляясь практически до остановки,  $\mu^\pm$  будут распадаться, давая  $e^\pm$  с энергиями вплоть до  $\approx 35 \text{ МэВ}$ .

Сечение и асимметрию радиолиза под действием мюонов можно вычислить по аналогии со случаем позитронов. При этом очевидно, что при всех энергиях имеют место равенства

$$A_{\mu^+}(T) = A_{\mu^-}(T), \quad a_{\mu^+}(T) = -a_{\mu^-}(T). \quad (9)$$

Кроме того учтем, что в области гэвных энергий усредненная по спектру поляризация мюонов составляет [8]

$$\langle f_{\mu^+} \rangle = - \langle f_{\mu^-} \rangle \approx 0.38. \quad (10)$$

Пренебрежем вначале избытком  $\mu^+$ , т.е. будем считать, что падающий поток полностью симметричен по зарядам частиц. В этом случае (с учетом равенства (9)) очевидно, что ионизация мюонами не приводит к асимметричному радиолизу. Асимметрия возникает лишь в результате радиолиза поляризованными электронами и позитронами падающего потока КЛ, а также  $e^\pm$ , образованными в результате распадов замедленных в веществе  $\mu^\pm$ . При этом в силу (4) отличная от нуля асимметрия возникает только при взаимодействии  $e^\pm$ , замедленных до энергий  $T \leq T_1$ . Другими словами, с точки зрения генерации асимметрии, падающий поток КЛ эквивалентен потоку  $e^\pm$  с начальной энергией  $T_1$ , но распределенных по толще среды в соответствии с пробегами начальных энергичных частиц.

Покажем теперь, что вклад таких "замедленных"  $e^\pm$  в асимметрию радиолиза мал по сравнению с вкладом от радиоактивных распадов. Для этого учтем, что замедленные  $e^\pm$  с точки зрения радиолиза эквивалентны (с точностью до разницы в форме спектров, дающей фактор  $\approx 5$  в пользу замедленных частиц)  $\beta$ -частицам от распадов радиоактивных ядер (имеющих типичные энергии  $\approx 100 \text{ кэВ}$ ) и приводят к образованию  $(3-5) \cdot 10^3$  ионов на длине своего пробега. Даже если бы все замедленные частицы были собраны в слое толщиной  $\Delta x \approx 1 \text{ м}$ , то плотность первичной ионизации  $N(\text{КЛ})$ , вызванной ими в данном слое, была бы в несколько раз меньше средней плотности  $N(^{40}\text{K})$  числа ионизаций от  $\beta$ -частиц, образованных в распадах наиболее распространенных радиоактивных ядер  $^{40}\text{K}$

$$N(\text{КЛ}) \approx (3-5) \cdot 10^5 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}, \quad (11)$$

$$N(^{40}\text{K}) \approx 10^6 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}.$$

В действительности же, замедленные частицы распределены по глубине на десятки метров (см. (7)) и их реальная плотность в приповерхностном слое резервуара будет существенно меньше, чем (11).

Теперь учтем, что при энергиях  $\geq 0.5 \text{ ГэВ}$  имеется избыток положительно заряженных мюонов. При генерации асимметрии, в силу соотношений (6) и (9), вклады от  $\mu^+$  и  $\mu^-$  частично сокращаются и остается лишь вклад от избыточных  $\mu^+$  с плотностью потока

$$\Delta J \approx 10 \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}.$$

Как уже отмечалось выше, при своем движении в воде релятивистские  $\mu^+$  будут производить ионизацию с линейной плотностью (8). Рассмотрим для определенности наиболее благоприятный в биохимическом отношении приповерхностный слой водного бассейна глубиной 5 - 10 м. Средняя плотность ионизаций, вызываемых в рассматриваемом слое потоком  $\Delta J$  избыточных положительно заряженных мюонов

$$N(\mu^+) \approx 10^8 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}. \quad (12)$$

Учитывая величину асимметрии (3) в области гэвных энергий  $A(1 \text{ ГэВ}) \approx 10^{-10}$ , и поляризацию мюонов (10), найдем, что плотность асимметричных ионизаций, вызываемых мюонами, составляет

$$N(\mu^+)f(\mu^+)hA(\mu^+) \approx 0.4 \cdot 10^{-2} h.$$

Как следует из (5) и (11), это значение совпадает по порядку величины с эффектом от радиоактивных распадов

$$N(^{40}\text{K})f(\beta)hA(\beta) \approx 10^{-2} h.$$

Таким образом, КЛ могли бы быть эффективным дополнительным фактором, способствующим возникновению киральной асимметрии в "первичном бульоне".

Что касается атмосферы, то в ней радиоактивные эмиттеры практически полностью отсутствуют. Роль асимметричного фотосинтеза или фотолиза за счет возможной, весьма незначительной, циркулярно поляризованной компоненты солнечного света от рассеяния на аэрозолях [9], по-видимому, пренебрежимо мала. Поэтому КЛ являются единственным источником асимметричного радиолиза для атмосферы. Для оценок эффекта рассмотрим столб воздуха высотой 3 км. На этой высоте поток мюонов примерно в три раза больше, чем на уровне моря. Поэтому количество асимметричных

ионизаций, вызванных мюонами в этом столбе воздуха, будет того же порядка, что и в слое воды глубиной 10 м.

В этой связи уместно упомянуть о результатах недавних экспериментов [10], где было продемонстрировано, что синтез аминокислот и их предшественников в атмосфере примитивной Земли может эффективно происходить под действием заряженных частиц высоких энергий. В сочетании с результатами наших оценок, это может означать, что космические лучи могут быть эффективным источником энергии как для абиогенного образования важных биоорганических соединений (в условиях примитивной Земли или других планет или комет), так и для создания в них киральной асимметрии, которая является отличительным и ключевым свойством живого.

Автор благодарен В. А. Аветисову, В. И. Гольданскому, Г. И. Мерзону и А. И. Никишову за полезные обсуждения затронутых в статье вопросов.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Mac Dermott A. J., Tranter G. E. *Croatica Chemica Acta*, **62** (2A), 165 (1989).
- [2] Гольданский В. И., Кузьмин В. В. *УФН*, **157**, в. 1, 3 (1989).
- [3] Keszthelyi L. *Quarterly Rev. Biophysics*, **28**, 4, 473 (1995).
- [4] Аветисов В. А., Гольданский В. И. *УФН*, **166**, N 8, 873 (1996).
- [5] Ulbricht T. L., Vester F. *Tetrahedron*, **18**, 629 (1962).
- [6] Hegstrom R. A. *Nature*, **297**, 643 (1982).
- [7] Meiring W. J. *Nature*, **329**, 712 (1987).
- [8] Хаякава С. *Физика космических лучей*, ч. 1. Ядерно-физический аспект. Москва, Мир, 1973.
- [9] Kemp J. C. et al. *Nature*, **326**, 270 (1987).
- [10] Kobayashi K. et al. *Adv. Space Res.*, **15**, 127 (1995). Kobayashi K. et al. *Adv. Space Res.*, **16**, 21 (1995).

Поступила в редакцию 21 декабря 1998 г.