

КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ И ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ДЛИНА

Д. А. Куржица, В. А. Чечин

В последнее время привлекает внимание несоответствие между теоретическими оценками и опытными данными, относящимися к первичным частицам космического излучения с энергией $E_p > E_0 \sim 5 \cdot 10^{19}$ эв. Спектр таких частиц должен быть обрезан при $E_p \sim E_0$ из-за их торможения на реликтовых фотонах ($T \sim 3^\circ\text{K}$) [1], чего на опыте не наблюдается [2].

Бесспорного объяснения этого расхождения до сих пор, по-видимому, нет. Поэтому возникает вопрос (поставленный перед авторами Г.В.Христиансенем), не проявляются ли в рассматриваемых условиях те нарушения фундаментальных принципов, которые ожидаются многими в области высоких энергий. На первый взгляд, ответ должен быть отрицательным. Дело в том, что энергия системы "протон-фотон" в ц-системе при $E_p \sim E_0$ всего порядка 10^4 эв (за вычетом массы покоя). Это отвечает характерной длине $\ell \sim 10^{-12}$ см. Между тем, опыты по проверке квантовой электродинамики и дисперсионных соотношений (сокращенно ОП) подтверждают применимость указанных принципов вплоть до длин $10^{-14} - 10^{-15}$ см. Поэтому длина ℓ еще далека от "элементарной длины", при которой могли бы проявиться обсуждаемые нарушения.

Однако, рассматриваемая ситуация нетипична в том смысле, что ей отвечает уникальным по величине лоренц-фактор $\gamma = E_p / M_p c^2 > 5 \cdot 10^{10}$, на много порядков больший, чем в условиях ОП. Вместе с тем, величина γ , связывая "земную" систему отсчета (з-систему), где измерено распределение фотонов, и систему покоя протона (л-систему), где измерено сечение фотопоглощения, существенно входит в расчет обрезания спектра. Важен в этом смысле статистический фактор $N = \exp(-\omega_3/kT)$, где ω_3 — энергия фотона в з-системе, отвечающая характерной энергии фотопоглощения $\omega_l \sim 100$ эв в л-системе; для лобового соударения $\omega_3 = \omega_l / 2\gamma$ [1].

Поэтому можно ожидать, что утвердительный ответ на поставленный выше вопрос окажется все же возможным без противоречия с результатами ОП. Это подтверждается приводимой ниже моделью, в которой обычные релятивистские соотношения нарушаются при достаточно больших γ .

Отсылая за подробностями к специальной статье, укажем, что эта модель строится путем замены обычного инварианта $\dot{I}_0 = E^2/c^2 - p^2$ более сложным выражением \dot{I} , условие инвариантности которого, дает обобщение преобразований Лоренца, а уравнение $\dot{I} = M^2 c^2$ — динамику частицы. Требования, чтобы \dot{I} переходил в \dot{I}_0 при малых значениях параметра $\xi = p_2/\dot{I}_0 \cong \gamma^2 - 1$ (одинакового по виду во всех системах отсчета [3]!) и чтобы закон дисперсии света был обычным, дают

$$\dot{I} = E^{*2}/c^2 - p^{*2}, \quad (1)$$

$$E^*/E = p^*/p = f(\xi), \quad f(\xi) = 1 - a\xi^2 + \dots \quad (a\xi^2 \ll 1).$$

Для света $\xi \rightarrow \infty$, $f(\infty) = \text{const}$, $\dot{I} = f^2(\infty) \dot{I}_0$. В этой модели выполнены принципы относительности и фундаментальности скорости света, но нарушена симметрия между энергией и импульсом.

Закон преобразования E и p определяется обычными преобразованиями Лоренца для E^* и p^* ; однако, параметр преобразований не совпадает с относительной скоростью. Сравнивая значения инварианта $E^* \omega^* / c^2 - p^* k^*$ в з- и л-системах, получаем при лобовом соударении $\omega_3 = \omega_1 / 2\gamma f(\xi)$. При $\alpha \xi^2 \ll 1$, но $\xi \gg 1$, $\xi \cong \gamma^2$ статистический фактор

$$H = \exp(-\omega_1 / 2kT\gamma) \exp(-\alpha \omega_1 \gamma^3 / 2kT). \quad (2)$$

При $\alpha > 0$ второй сомножитель сильно подавляет торможение протона и противодействует обрезанию спектра (при $\alpha \xi^2 > 1$ этот эффект имеет место, если $f(\infty) < 1$). Требуя, чтобы этот сомножитель был порядка единицы при $E \sim E_0$ (это нужно для отсутствия излома в спектре), находим $\alpha \sim 10^{-44}$. Исключительная малость этой величины ведет к тому, что в условиях ОП с большим запасом пригодна обычная теория.

Безразмерная константа α поразительно близка к константе связи квантовой теории гравитации $Km^2/\hbar c = 2 \cdot 10^{-45}$, отнесенной к массе легкой частицы — электрона (K — постоянная тяготения). Быть может, это совпадение не случайно, тем более, что есть и другие эмпирические указания на роль характерной длины квантовой теории тяготения $(K\hbar/c^3)^{1/2} \sim 10^{-33}$ см как элементарной длины [4].

Приведенные соображения, конечно, не претендуют на реальное решение проблемы спектра космических лучей при сверхвысоких энергиях. Тем не менее, они показывают, что, в случае исчерпания менее радикальных путей, в принципе остается возможность проявления в этих условиях новых физических закономерностей.

Авторы благодарны Г.Б.Христиансену и В.Н.Сазонову за ценные дискуссии.

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

Поступила в редакцию
30 июня 1971 г.

Литература

- [1] Г.Т. Зацепин, В.А. Кузьмин, Письма в ЖЭТФ, 4, 114, 1966; K.Greisen. Phys. Rev. Lett., 16, 748, 1966.
- [2] Г.Б.Христиансен. Материалы Междунар. семинара "Космич. лучи и астрофизика", Москва, 1971; Г.Т.Зацепин, В.С.Березинский. Материалы Междунар. семинара "Космич. лучи и астрофизика", Москва, 1971.
- [3] R.L.Ingraham. Nuovo Cim., 24, 1117, 1962.
- [4] Д.А.Киржниц, В.А.Чечин. ЯФ, 4, 431, 1968; Д.А.Киржниц. Труды Междунар. совещ. по нелокальн. теории поля (обзорн. доклад), P2-3590, Дубна, 1967.