

ЛЕБЕДЬ X-3 И ФОТИНО

В.С.Березинский, Э.В.Бугаев, Е.С.Заславская

Обсуждается возможность интерпретации нейтрального излучения с энергией $10^{15} - 10^{16}$ эВ, зарегистрированного от Лебеда X-3, как потока фотино. Вычислена генерация фотино в источнике через рождение и распад глюино и генерация ливней в атмосфере Земли в реакциях $\tilde{\gamma} + N \rightarrow \tilde{\gamma} + X$ и $\tilde{\gamma} + e \rightarrow \tilde{e} \rightarrow \tilde{\gamma} + e$. Показано, что "фотинная гипотеза" требует приемлемо большой светимости источника $L_p \gtrsim 10^{44}$ эрг/с.

1. Зарегистрированный от Лебеда X-3 поток нейтрального излучения 1 с $3 \cdot 10^{14} \lesssim E \lesssim 10^{16}$ эВ обычно интерпретируется как поток γ -излучения. Эта естественная интерпретация сталкивается однако с тремя трудностями: во-первых, в ШАЛ, по которым зарегистрировано излучение содержится слишком большое для электромагнитных ливней количество мюонов 1a (см. однако результаты эксперимента 1h , требующего специального обсуждения); во-вторых, подземными детекторами NUSEX 2 и Soudan 3 зарегистрирован поток высокоэнергичных ($E_\mu \gtrsim 1$ ТэВ) мюонов, который на два порядка выше, чем ожидается от электромагнитных ливней и, в-третьих, отсутствует поглощение γ -квантов с $E_\gamma \cong 2 \cdot 10^{15}$ эВ на реликтовых фотонах, которое при расстоянии до источника $r > 13$ кпк должно описываться фактором $k > 5$.

Можно показать, что две другие известные нейтральные частицы, нейтрон и нейтрино, исключаются наблюдениями. В 4 (см. также 3) было на качественном уровне предложено, что фотино могут разрешить все три указанные трудности. В настоящей работе приведены количественные расчеты для этой возможности.

2. Обсудим очень кратко элементарные процессы генерации фотино и существующие ограничения на массы фотино $\tilde{\gamma}$, глюино \tilde{g} и кваркино \tilde{q} . Фотино в источнике генерируются в pp -рассеянии через рождение глюино ($g + g \rightarrow \tilde{g} + \tilde{g}$, $q + \bar{q} \rightarrow \tilde{g} + \tilde{g}$, $g + q \rightarrow \tilde{g} + \tilde{q}$) и последующий его распад $\tilde{g} \rightarrow \tilde{\gamma} + q + \bar{q}$. Большие сечения рождения глюино в pp -рассеянии возможны только для легкого глюино $m_{\tilde{g}} \lesssim 10$ ГэВ. Экспериментальное ограничение на массу глюино является дискуссионным вопросом (см., например, 5,6 и цитируемую там литературу). Ограничения на массы фотино, кваркино и электрино: $m_{\tilde{\gamma}} > 0,5$ ГэВ, $m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{e}} \gtrsim 20$ ГэВ 7 .

3. В качестве модели Лебеда X-3, оптимальной с точки зрения генерации фотино высоких энергий, рассмотрим вариант модели, предложенной 8 для скрытого нейтринного источника (рис. 1). Массивный ($M \sim 10 M_\odot$) компонент, заполняющий свою полость Роша, образует двойную систему с активным пульсаром, генерирующим направленный на наблюдателя пучок ускоренных протонов. Генерация глюино происходит в полости Роша массивного компонента, толща которого, $x \sim \rho R$, значительно превышает радиационную $x_{rad} \sim 40 - 60$ г/см 2 , благодаря чему γ -излучение не выходит наружу. Число протонов с кинетической энергией E , испускаемых пульсаром в 1 с, в виде пучка, ограниченного телесным углом Ω , равно

$$\dot{N}_p(E) dE = (\gamma - 1) \gamma (E/E_0 + 1)^{-(\gamma + 1)} (L_p/E_0) dE/E_0, \quad (1)$$

где γ — показатель интегрального спектра, E_0 — нормировочная энергия и L_p — светимость пульсара в ускоренных протонах. Далее будет использовано $\gamma = 1,1$ 1 , $E_0 = 1$ ГэВ и все энергии и L_p , измеряемые в ГэВ и ГэВ/с. Для потока испускаемых фотино нетрудно получить по аналогии с генерацией нейтрино 9 :

$$F_{\tilde{\gamma}}(E) = (\tau_{\tilde{\gamma}}/T) \left[(\gamma - 1) \gamma / (1 - \alpha^\gamma) \right] \phi_{\tilde{\gamma}}(E) L_p E^{-(\gamma + 1)}, \quad (2)$$

где $\tau_{\tilde{\gamma}}$ — длительность фотинного пульса, $T = 4,8$ час — период источника $\alpha \cong 0,5$ — доля энергии, сохраняемая протоном в одном неупругом pp -столкновении и $\phi_{\tilde{\gamma}}(E)$ — выход фотино,

равный

$$\varphi_{\tilde{\gamma}}(E) = \sum_{i=1}^3 \chi_i \int_0^1 dy y^\gamma W(y) \int_0^1 dx x^\gamma \sigma_{in}^{-1} d\sigma_i(E/xy, x)/dx.$$

В (3) χ_i — число глюино, испущенных в каждом из 3-х процессов, $x = E_{\tilde{g}}/E_p$, $y = E_{\tilde{\gamma}}/E_{\tilde{g}}$ и $W(y) = \frac{5}{3} - 3y^2 + \frac{4}{3}y^3$ — вероятность образования фотино с энергией $yE_{\tilde{g}}$ при распаде глюино с энергией $E_{\tilde{g}}$ в лаб. системе $\sigma_{in} \approx 40$ мбн — сечение неупругого pp -рассеяния. Для вычисления $d\sigma_i(E_p, x)/dx$ мы использовали глубоконеупругое рождение глюино со структурными функциями Дьюка — Оуэнса и Грибова — Левина — Рыскина. Выходы фотино приведены на рис. 2. Их надо сравнивать с выходами γ -квантов и $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ -нейтрино: $\varphi_\gamma \approx \varphi_{\nu_\mu} + \varphi_{\bar{\nu}_\mu} \approx 0,12$.

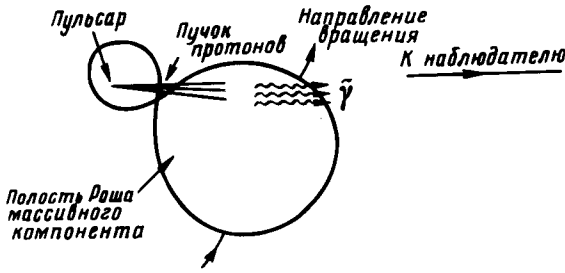


Рис. 1

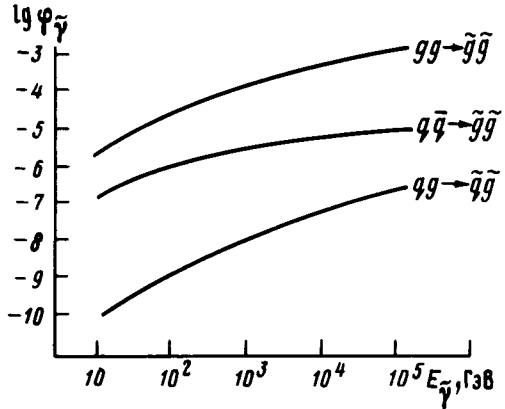


Рис. 2.

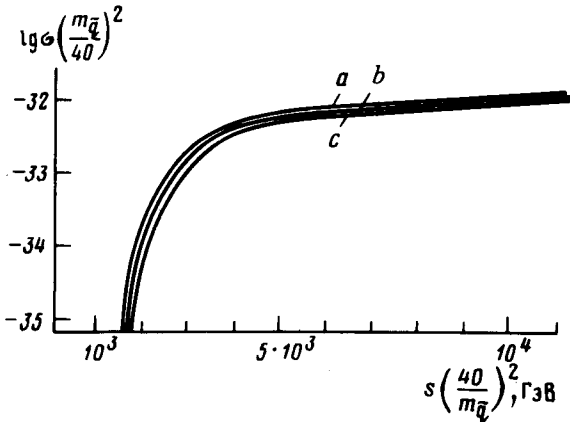


Рис. 3

Рис. 1. Схема, иллюстрирующая модель Лябедя X-3

Рис. 2. Выход фотино в pp -рассеянии для $m_{\tilde{g}} = 3$ ГэВ и реакций $g + g \rightarrow \tilde{g} + \tilde{g}$, $q + \bar{q} \rightarrow \tilde{g} + \tilde{g}$ и $g + q \rightarrow \tilde{g} + \tilde{q}$

Рис. 3. Сечение $\tilde{\gamma} + N \rightarrow \tilde{\gamma} + X$ -реакции, вычисленное для трех масс кваркино 25, 40 и 100 ГэВ (верхняя (a), средняя (b) и нижняя (c) кривые соответственно). По осям отложены s/m_q^2 и m_q^2/σ

4. Перейдем теперь к взаимодействию фотино с веществом в атмосфере Земли. Сначала рассмотрим процесс $\tilde{\gamma} + N \rightarrow \tilde{\gamma} + \text{адроны}$, обусловленный резонансным кварковым процессом $\tilde{\gamma} + q \rightarrow \tilde{q}$. Сечение этого процесса, вычисленное для масс кваркино $m_q = 25, 40$ и 100 ГэВ дано на рис. 3. кривыми a), b) и c) — соответственно. Универсальность кривой сечения обусловлена выбором переменных: m_q^2/σ и s/m_q^2 по осям ординат и абсцисс соответственно.

Другой явно резонансный процесс $\tilde{\gamma} + e \rightarrow \tilde{e} \rightarrow \tilde{\gamma} + e$ имеет место при энергии фотино $E_0 = m_e^2/2m_e = 1,6 \cdot 10^6 (m_e/40 \text{ ГэВ})^2$ ГэВ. Он аналогичен процессу $\bar{\nu}_e + e \rightarrow W^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$. Его сечение имеет Брейт — Вигнеровскую форму

$$\sigma(E_c) = \pi \Gamma^2 / [(E_c - m_{\tilde{e}})^2 + \Gamma^2 / 4] m_e^2, \quad (4)$$

где $\Gamma = \alpha_{em} (m_e^2) m_{\tilde{e}} / 2$ — ширина распада $\tilde{e} \rightarrow \tilde{\gamma} + e$, $\alpha_{em} (m_e^2) \approx 1/128$ — электромагнитная константа при $Q^2 \sim m_e^2$. Найдём число резонансных событий при прохождении потоком фотино

толщи атмосферы с числом электронов $N_e = \int n_e(r) dr$:

$$j_{res} = N_e \int j_{\tilde{\gamma}}(E) \sigma(E) dE. \quad (5)$$

Подставляя (4) в (5) и используя $E_c^2 = 2Em_e$, $E_0 = m_e^2/2m_e$ и $E_0 j_{\tilde{\gamma}}(E_0) = \gamma j_{\tilde{\gamma}}(> E_0)$, справедливое для степенного спектра, получаем

$$j_{res} = N_e \sigma_{eff} \gamma j_{\tilde{\gamma}}(> E_0), \quad (6)$$

где $\sigma_{eff} = 2\pi^2 \alpha_{em} / m_e^2 = 3,7 \cdot 10^{-32} (40 \text{ ГэВ}/m_e)^2 \text{ см}^2$. Формально (6) означает, что каждое фотино с энергией выше резонансной взаимодействует с электроном с сечением $\sigma_{eff} \sim 4 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$, хотя физическая сущность явления, конечно, иная: все резонансные события обусловлены взаимодействием фотино с энергиями в интервале $E_0 \pm \Delta E/2$, где $\Delta E \sim (m_e/m_e)\Gamma$; в (6) эти события "разложены" на все фотино с $E \geq E_0$. Поскольку $\sigma_{eff} > \sigma_{\tilde{\gamma}N}$ в генерации ливней при $E \geq E_0$ преобладает $\tilde{\gamma} + e \rightarrow \tilde{e} \rightarrow \tilde{\gamma} + e$. Этот процесс, приводящий к чисто электромагнитным ливням, является "нежелательным" с точки зрения мюонной компоненты; его можно подавить предположением $m_e > m_q$.

5. Обсудим наблюдаемые эффекты.

Мюонная компонента ШАЛ на уровне моря ¹ естественно объясняется ядерным характером ливня, инициированного фотино ($\tilde{\gamma} + N \rightarrow \tilde{\gamma} + \text{адроны}$).

Фотино более эффективно, чем фотоны, генерируют и мюоны высоких энергий ($E_\mu \gtrsim 1 \text{ ТэВ}$), наблюдаемые в подземных экспериментах. Это объясняется тем, что фотино с $E > 10^{15} \text{ эВ}$ преимущественно взаимодействуют с кварковым морем, где 1/3 от всех кварков составляют s- и \bar{s} -кварки. Это приводит к сечению $\tilde{\gamma} + N \rightarrow \tilde{\gamma} + K^\pm + X$ порядка $\frac{1}{2}$ от сечения $\tilde{\gamma} + N \rightarrow \tilde{\gamma} + \pi^\pm + X$. Рождение мюонов с $E_\mu \gtrsim 1 \text{ ТэВ}$ в атмосфере происходит более эффективно через распад K^\pm -мезонов, чем π^\pm -мезонов, т.к. последние не успевают распасться на длине ядерного пробега. Тем не менее проведенные нами расчеты показали, что как при взаимодействии в атмосфере, так и под землей фотино не могут объяснить наблюдаемого в подземных экспериментах потока мюонов с $E_\mu \gtrsim 1 \text{ ТэВ}$.

Для объяснения потока ШАЛ ¹ с помощью фотино требуется слишком большая светимость L_p . Из (2) при $r = 13 \text{ кпс}$, наблюдаемом потоке $j (> 2 \cdot 10^{15} \text{ эВ}) = 7,4 \cdot 10^{-14} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и $\tau_{\tilde{\gamma}}/T \approx 0,1$ находим, что даже для коллимированного пучка протонов, ограниченного телесным углом $\Omega = 0,01$ светимость L_p составляет $2 \cdot 10^{44} \text{ эрг/с}$.

Литература

1. Samorsky M., Stamm W. Ap. J. (Lett.); 1983, 268, 17; Lloyd-Evans J. et al. Nature, 1983, 305, 784; Morello C. et al. Proc. 18th Int. Cosmic Ray Conf. (Bangalore), 1983, 1, 784; Alexeenko V.V. et al. Proc. 19th Int. Cosmic Ray Conf. (La Jolla), 1985, 1, 91; Lambert A. et al. 1985, ibid 1, 71; Bhat C.L. et al. 1985, ibid 1, 83; Blake P.R. et al. 1985, ibid 1, 66; Kifune T. et al. 1985, ibid 1, 67; Baltrusaitis R.M. et al. 1985, ibid 1, 234; Обзор более ранних работ по Лебедю X-3 см.: Б.М.Владимирский и др. УФН, 1985, 145, 255.
2. Battisoni J. et al. to be published in Phys. Lett. B., 1985.
3. Marshak M.L. et al. Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 2079.
4. Wenger V.J. to be published in Nature, 1985.
5. Ellis J., Kowalski H. CERN preprint TH-4126, 1985.
6. De Rujula A., Petronzio R. CERN preprint TH-4070, 1984.
7. Ellis J. et al. Nucl. Phys. B, 1984, 238, 453.

8. *Berezinsky V.S.* Proc. 1979 DUMAND Workshop (Ed. J. Learned), 245, 1979.

9. *Березинский В.С. и др.* (под редакцией В.Л.Гинзбурга), *Астрофизика космических лучей*, издательство М., Наука, 1984 г.

Поступила в редакцию
2 июля 1985 г.

Институт ядерных исследований
Академии наук СССР

После переработки
9 сентября 1985 г.
