

$l=e, \mu$ , связаны уже в течение продолжительного времени попытки обнаружения эффекта несохранения  $C$ -четности в электромагнитных взаимодействиях [5, 6].

Легко показать, что формфакторы slabного и электромагнитного распадов удовлетворяют соотношению

$$f_{\eta\pi}^w = \sqrt{2} f_{\eta\pi}^{em}. \quad (4)$$

Вычислим ширину распада  $\eta \rightarrow \pi e^+ e^-$ , идущего за счет обмена одним фотоном, пренебрегая  $m_e$  по сравнению с  $m_\pi, m_\eta$ :

$$\Gamma(\eta \rightarrow \pi e^+ e^-) = \frac{1}{2^7 \cdot 3\pi} \alpha^2 f_{\eta\pi}^{em^2} m_\eta^5 (2 - 16c + 16c^2 - 2c^3 - 24c^2 \ln c), \quad (5)$$

где  $c = (m_\pi/m_\eta)^2$ .

Экспериментальное ограничение сверху для этого распада  $\Gamma(\eta \rightarrow \pi e^+ e^-)/\Gamma_{tot} < 4.5 \cdot 10^{-5}$  [6] приводит к ограничению для формфактора  $f_{\eta\pi}^{em} < 0.12 \text{ ГэВ}^{-2}$ , откуда следует, что ширина распада  $\tau$  за счет тока второго рода подчиняется оценке

$$\Gamma(\tau \rightarrow \pi \eta \nu) < 1.1 \cdot 10^{-13} \text{ МэВ}, \quad (6)$$

$$\Gamma(\tau \rightarrow \pi \eta \nu)/\Gamma_{tot} < 5.3 \cdot 10^{-5}.$$

Отметим, что ограничение для  $\Gamma(\eta \rightarrow \pi \mu^+ \mu^-)/\Gamma_{tot}$  несколько лучше, однако в этом случае мала физическая область реакции и оценку для  $f_{\eta\pi}^w$  усилить не удастся.

Проверка ограничения (6) на опыте находится вблизи границ имеющихся в настоящее время возможностей. Наиболее удобной является регистрация трехпионной моды распада  $\eta: \tau \rightarrow \pi^+ \eta \nu \rightarrow (\pi^+ \pi^0 \pi^-) \pi^+ \nu$ , где исходный  $\tau$ -лептон рождается в процессе  $e^+ e^-$ -аннигиляции на ускорителе со встречными пучками. Точность измерения  $d\Gamma/dM_{3\pi}^2$  в области  $M_{3\pi}^2 < 1 \text{ ГэВ}^2$  в настоящее время очень высока, а фон от прямых распадов  $\tau$  в пионы мал [7].

В нашем случае простая изотопическая структура (3) приводит к непосредственной связи наличия тока второго рода с эффектом несохранения  $C$  в электромагнитных взаимодействиях.

Автор выражает благодарность Б. А. Арбузову за ценные замечания и А. И. Голутвину за обсуждение экспериментальных возможностей.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Weinberg S. // Phys. Rev. 1958. 112, N 4. P. 1375—1379. [2] Weinberg S. // Proc. of XIX Int. Conf. High Energy Physics. Tokyo, 1978. P. 907—918. [3] Leroy C., Pestieau J. // Phys. Lett. 1978. B72, N 3. P. 398—399; Рекало М. П. // Укр. физ. журн. 1981. 26, № 4. С. 674—677. [4] Barannik V. P., Korzh A. P., Rekalov M. P. // Acta Phys. Pol. 1982. B13, N 12. P. 835—841. [5] Bernstein J., Feinberg G., Lee T. D. // Phys. Rev. 1965. 139, N 6B. P. 1650—1659; Glashow S. L., Sommerfield C. // Phys. Rev. Lett. 1965. 15, N 2. P. 78—79. [6] Jane M. et al. // Phys. Lett. 1975. B59, N 1. P. 99—102. [7] Albrecht H. et al. DESY preprint 86-060. Hamburg, 1986.

Поступила в редакцию  
02.04.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 2

#### АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 523.165:539.173.3

#### СЛОЖНЫЕ ЯДРА В СОСТАВЕ ПЕРВИЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ КАК ИСТОЧНИКИ $\gamma$ -КВАНТОВ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В. В. Балашов, В. Л. Коротких, И. В. Москаленко

(НИИЯФ)

В настоящее время большое внимание привлечено к  $\gamma$ -астрономии сверхвысоких энергий [1]. Мы рассматриваем вопрос о сложных ядрах в составе первичных космических лучей как источников жесткого  $\gamma$ -излучения. Отправным пунктом нашего рассмотрения является предложенный нами ранее [2] так называемый фотоядерный

механизм генерации космических  $\gamma$ -квантов сверхвысоких энергий на реликтовом (фоновом) излучении. Суть механизма: релятивистское ядро, входящее в состав тяжелой компоненты космических лучей, взаимодействует с фотоном реликтового теплового излучения; при больших лоренц-факторах ядра ( $\Gamma > 10^{10}$ ) энергии фотона в Ц-системе достаточно для возбуждения в ядре гигантского резонанса или его прямого фоторасщепления; образующиеся при этом возбужденные дочерние ядра переходят в нижележащие состояния, испуская  $\gamma$ -кванты; в системе наблюдателя возбужденное релятивистское ядро представляет собой источник направленного  $\gamma$ -излучения с максимальной энергией порядка  $1 \text{ МэВ} \times \Gamma$ .

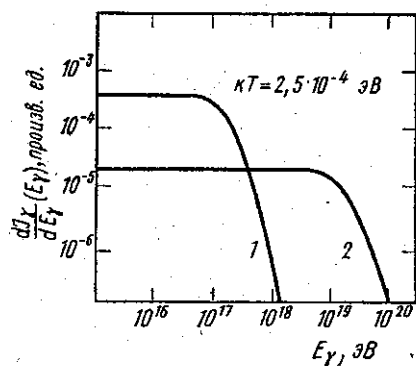


Рис. 1. Энергетическое распределение диффузных  $\gamma$ -квантов, образованных на реликтовых фотонах. Кривая 1 — вклад фотоядерного процесса  $A + \gamma \rightarrow (A-1)^* + \dots$ , кривая 2 — процесс фоторождения  $\pi^0$ -мезонов  $p + \gamma \rightarrow \pi^0 + \dots$ . Параметры расчета:  $s = 2,5$ ;  $kT = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}$ ,  $J_A/J_p = 10^{-3}$

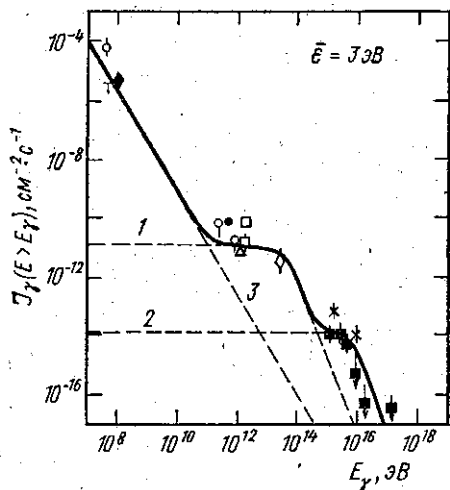


Рис. 2. Интегральный спектр  $\gamma$ -квантов: 1 — вклад фотоядерного механизма  $A + \gamma \rightarrow (A-1)^* + \dots$ , 2 — механизма фоторождения  $\pi^0$ -мезонов  $p + \gamma \rightarrow \pi^0 + \dots$  и 3 — механизма рождения  $\pi^0$ -мезонов в сильном взаимодействии  $p + p \rightarrow \pi^0 + \dots$ . Сплошная кривая — их сумма. Параметры расчета:  $s = 2,7$ ;  $J_A/J_p = 4\%$ ,  $x = 7,5 \cdot 10^5$ ,  $\bar{\epsilon} = 3 \text{ эВ}$ . Экспериментальные данные для дискретного источника Лебедь X-3 взяты из обзора [1]

Идея фотоядерного механизма генерации космических  $\gamma$ -лучей является развитием известных представлений о фоторождении  $\pi^0$ -мезонов при взаимодействии космических протонов сверхвысоких энергий с мягкими фотонами реликтового излучения [3, 4]. Сам процесс расщепления ультрарелятивистских ядер, движущихся в среде фотонов, также привлекал к себе внимание ранее в связи с проблемой «обрезания» энергетического спектра [5, 6]. Нам остается лишь дополнить эту картину хорошо известным из теории фотоядерных реакций положением (см., например, [7]): при фоторасщеплении ядер ядро-продукт с большой вероятностью образуется в возбужденном состоянии.

На Рис. 1 приведены энергетические спектры  $\frac{dJ_\gamma}{dE_\gamma}(E_\gamma)$   $\gamma$ -квантов, образованных при взаимодействии ультрарелятивистских ядер  $A$  и протонов  $p$  с реликтовым излучением ( $kT = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}$ ). Предполагался степенной закон энергетического спектра первичных космических лучей:  $i_A(\Gamma_A) = J_A \Gamma_A^{-s}$ ;  $i_p(\Gamma_p) = J_p \Gamma_p^{-s}$ . В качестве примера сложного ядра, входящего в состав первичных космических лучей, мы выбрали ядро кислорода  $^{16}\text{O}$ , для которого процесс фоторасщепления хорошо изучен [8]. Примерно пятая часть всех событий, связанных с возбуждением и распадом гигантского резонанса в этом ядре, соответствует переходу на возбужденный дырочный уровень  $1p^{-1/2}$  в дочернем ядре  $^{15}\text{N}$ . Переходя в основное состояние, оно излучает  $\gamma$ -квант энергии  $6,33 \text{ МэВ}$ .

Мы приняли для оценок, что число сложных ядер (здесь —  $^{16}\text{O}$ ) в межгалактическом космическом излучении составляет (при фиксированной энергии на один нуклон) в среднем 0,1% от числа протонов ( $J_A/J_p = 10^{-3}$ ). При таком допущении в районе  $E_\gamma \leq 10^{17}$  эВ плотность  $\gamma$ -квантов от процесса  $A + \gamma$  оказывается более чем на порядок выше, чем от процесса  $p + \gamma$ . Оценки показывают также, что вплоть до энергий порядка  $10^{14} - 10^{15}$  эВ фотоядерный механизм доминирует и над механизмом генерации  $\gamma$ -лучей за счет сильного взаимодействия первичных протонов с протонами и другими компонентами межзвездного газа:  $p + p \rightarrow \pi^0 + \dots$

Результат, приведенный на рис. 1, интересен в методическом отношении, но он неприменим непосредственно к спектру диффузного  $\gamma$ -излучения, приходящего на Землю из Метагалактики, ввиду большого поглощения  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma = 10^{15} - 10^{16}$  эВ за счет их взаимодействия с фотонами реликтового излучения. Возможно, однако, что фотоядерный механизм играет заметную роль при формировании  $\gamma$ -спектров от дискретных галактических источников.

Мы используем схематическую модель дискретного источника:  $\gamma$ -лучи сверхвысоких энергий возникают в результате сильных и электромагнитных взаимодействий ультрарелятивистских протонов и ядер, генерируемых источником, с «мягкими» фотонами и барионами в окрестности источника. Такая схема уже использовалась при анализе спектра  $\gamma$ -лучей от Лебедя X-3 [9]; мы вводим в нее дополнительно два момента: ядерную компоненту космических лучей и фотоядерный механизм генерации  $\gamma$ -квантов. Чтобы оценить относительный вклад в спектр  $\gamma$ -лучей трех механизмов генерации: фотоядерного  $A + \gamma$ , фотомезонного  $p + \gamma$  и «сильного»  $p + p$ , мы рассматриваем интегральный спектр  $\gamma$ -лучей

$$J_\gamma(E > E_\gamma) = \int_{E_\gamma}^{\infty} \frac{dJ_\gamma}{dE_\gamma'}(E_\gamma') dE_\gamma'$$

Среда генерации характеризуется двумя параметрами: отношением числа фотонов и барионов (нуклонов)  $x = n_{\text{фотоны}}/n_{\text{нуклоны}}$  и средней энергией фотонов  $\varepsilon$ . На рис. 2 показаны результаты расчета энергетического спектра  $J_\gamma(E > E_\gamma)$  (как и на рис. 1, в качестве примера сложного ядра, входящего в состав первичных космических лучей, взято ядро  $^{16}\text{O}$ ). Не настаивая на приведенных конкретных значениях параметров, отметим, что результирующий спектр  $\gamma$ -лучей имеет характерную ступенчатую форму с явно выраженным вкладом фотоядерного механизма в средней части спектра. Именно такую, ступенчатую форму имеет интегральный спектр  $\gamma$ -лучей от Лебедя X-3, построенный по совокупности данных, полученных в разных группах [1].

В дальнейшем мы планируем учесть конкретную геометрию источника. В частности, нас привлекает возможный эффект временной периодичности в форме спектра  $\gamma$ -лучей, легко угадываемой в модели двойной звезды [10].

В заключение мы выражаем искреннюю благодарность Н. Л. Григорову, С. И. Никольскому, А. А. Петрукину, Г. Б. Христиансену и Т. С. Юлдашбаеву за обсуждение и советы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Владимирский Б. М., Гальпер А. М., Лучков Б. И., Степанян А. А. // УФН. 1985. 145, № 2. С. 255—284. [2] Москаленко И. В. Дипломная работа физ. фак. МГУ. М., 1985. [3] Зацепин Г. Т., Кузьмин В. А. // Письма в ЖЭТФ. 1966. 4, № 3. С. 114—117. [4] Greisen K. // Phys. Rev. Lett. 1966. 16, N 17. P. 748—750. [5] Зацепин Г. Т. // ДАН СССР. 1951. 80, № 4. С. 577—578. [6] Герасимова Н. М., Розенталь И. Л. // ЖЭТФ. 1961. 41, № 2. С. 488—490. [7] Balashov V. V., Shevchenko V. G., Yudin N. P. // Nucl. Phys. 1961. 27, N 2. P. 323—336. [8] Caldwell J. T., Fultz S. C., Bramblett R. L. // Phys. Rev. Lett. 1967. 19, N 8. P. 447—449. [9] Aharonian F. A., Mamidjonian E. A., Nikol'sky S. I., Turkish E. I. // Proc. 19th Intern. Cosmic Ray Conf. 1985. V. 1. P. 255—258. [10] Балашов В. В., Коротких В. Л., Москаленко И. В. // Циркуляр Астрон. ин-та АН УзССР. Ташкент, 1986. Вып. 123—124.

Поступила в редакцию  
11.08.86