

## ВТОРИЧНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ КОМПОНЕНТА ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ $10^{10}$ — $10^{16}$ эВ

А.В. Урысон

*Получены спектры рождения вторичных электронов и позитронов, образующихся во взаимодействиях космических протонов с межзвездным водородом  $pp \rightarrow \pi^{\pm} + \dots$  и последующих распадах  $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm}$ . Обнаружено, что различие формы спектров  $\pi^{+}$ - и  $\pi^{-}$ -мезонов, обусловленное законом сохранения заряда, приводит к тому, что отношение  $n_{e^{+}}/n_{e^{-}} \approx 1,3-1,4$  в области энергий  $10^{10}$  —  $10^{16}$  эВ.*

Природа галактических позитронов с энергиями  $E_e > 10^{10}$  эВ до сих пор неясна [1—3]. Мы предполагали, что указанная компонента образуется во взаимодействиях космических протонов с межзвездным газом



и последующих распадах [1/



Разная форма спектров рождения  $\pi^{+}$ - и  $\pi^{-}$ -мезонов, обусловленная законом сохранения заряда во взаимодействиях (1), приводит к разной интенсивности образования электронов и позитронов. Проанализируем это различие.

Спектр рождения  $\pi$ -мезонов на один атом межзвездного газа рассчитывали по формуле [4/:

$$q_{\pi^{\pm}}(E) = 4\pi\eta \int_E^{\infty} j(E_p) n_H [d\sigma_{\pi^{\pm}}(E, E_p)/dE] dE_p \quad (\text{см}^3 \text{с ГэВ}^{-1}), \quad (3)$$

где  $\eta$  — множитель, учитывающий состав космических лучей и межзвездной среды;  $j(E_p)$  — энергетический спектр космических протонов;  $n_H = 1$  — концентрация межзвездного водорода;  $d\sigma_{\pi^{\pm}}(E, E_p)/dE$  — дифференциальное сечение рождения  $\pi$ -мезонов с энергией  $E$  протоном энергии  $E_p$ .

Форма энергетического спектра космических лучей в области энергий  $10^{12}$  эВ  $\lesssim E \lesssim 10^{17}$  эВ является предметом оживленных дискуссий. Значения показателя дифференциального спектра космических протонов по данным разных авторов приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

Значения показателя дифференциального спектра  
космических протонов по данным разных авторов

$\gamma$	Е, эВ	Ссылка
3,1	$\geq 3 \cdot 10^{15}$	/5/, /1/
$2,67 \pm 0,1$	$> 2,5 \cdot 10^{12}$	/6/
$3,01 \pm 0,35$	$> 10^{13}$	/6/
$3,08 \pm 0,15$	$> 2 \cdot 10^{12}$	/7/
$3,10 \pm 0,09$	$> 10,5 \cdot 10^{12}$	/8/
$2,76 \pm 0,09$	$\sim (400-500) \cdot 10^{12}$	/9/
$2,74 \pm 0,08$	$\sim (1-100) \cdot 10^{12}$	/9/
$2,86 \pm 0,07$	$> 2 \cdot 10^{12}$	/10/
$2,65 \pm 0,12$	$\sim 6 \cdot 10^{12} - 4 \cdot 10^{13}$	/10/
$3,44 \pm 0,35$	$> 4 \cdot 10^{13}$	/10/
$2,6 \pm 0,1$	$\sim 5 \cdot 10^{14} - 10^{16}$	/11/
$2,70 \pm 0,05$	$\geq 10^{15}$	/12/

Поэтому в расчете спектров рождения  $\pi$ -мезонов мы использовали степенную аппроксимацию энергетического спектра космических протонов:  $j(E_p) \propto E_p^{-\gamma}$ ; расчет проводился для трех вариантов:

$$\gamma = 2,5 (E_p > 7 \text{ ГэВ}); 2,75 (E_p > 60 \text{ ГэВ}); 3,1 (E_p > 3 \cdot 10^6 \text{ ГэВ}) \quad (\text{см. также /1, 4/}); \quad (4)$$

$$\gamma = 2,5 (E_p > 7 \text{ ГэВ}); 2,7 (E_p > 10^6 \text{ ГэВ}); \quad (5)$$

$$\gamma = 2,5 (E_p > 7 \text{ ГэВ}); 2,75 (E_p > 60 \text{ ГэВ}); 3,1 (E_p > 2 \cdot 10^3 \text{ ГэВ}). \quad (6)$$

В области энергий  $E \sim 10^{16}$  эВ не выяснен и состав космических лучей /13/. Мы приняли, что во всей рассматриваемой области энергий он одинаков, а  $\eta = 1,65$  /4/. Дифференциальные сечения  $d\sigma_{\pi^{\pm}}(E, E_p)/dE$  были вычислены в соответствии с моделью кварк-глюонных струн /14/. Численное интегрирование (3) было проведено с точностью  $\approx 0,01$ .

Спектры релятивистских  $\mu$ -мезонов  $F_{1\pm}(E_{\mu})$ , образующихся в распадах (2), вычислялись по формуле /15/:

$$F_{1\pm}(E_{\mu}) = \frac{m_{\pi}^2}{m_{\pi}^2 - m_{\mu}^2} \int_{E_1}^{E_2} q_{\pi^{\pm}}(E) dE, \quad (7)$$

где  $E_{\mu}$  — энергия  $\mu$ -мезонов,  $m_{\pi}$  — масса  $\pi$ -мезонов,  $m_{\mu}$  — масса  $\mu$ -мезонов;  $E_1 \simeq E_{\mu} (1 + m_{\pi}^2/4E_{\mu}^2) \simeq E_{\mu}$  при  $E_1 \gg m_{\pi}$ ,  $E_2 \simeq (m_{\pi}^2/m_{\mu}^2) E_{\mu} (1 + m_{\mu}^4/m_{\pi}^2 E_{\mu}^2) \simeq (m_{\pi}^2/m_{\mu}^2) E_{\mu}$ . Спектры электронов  $F_{2-}(E_e)$  и позитронов  $F_{2+}(E_e)$ , образующихся в распадах (2)  $\mu$ -мезонов, вычислялись по формулам /15/:

$$F_{2\pm}(E_e) = \int_E^{E'} F_{1\pm}(E_\mu) \frac{1}{N} \frac{dN}{dE_e} dE_\mu, \quad E' \gg E_e, \quad (8)$$

где  $N^{-1}(dN/dE_e) = (1/3E_\mu) [5 - (E_e^2/E_\mu^2)(9 - 4E_e/E_\mu)]$ ,  $E_e > m_\mu^2/4E_\mu^2$  — спектр позитронов или электронов от распада  $\mu$ -мезонов в расчете на один мюон.

Интегрирование (7), (8) проводилось численно с точностью  $\approx 0,01$ .

Формы полученных спектров электронов и позитронов одинаковы, а их показатели примерно совпадают с показателем спектра космических протонов. Для анализа различия в интенсивности электронов и позитронов мы рассмотрели отношения плотностей  $n_{\pi^+}/n_{\pi^-}$ ,  $n_{\mu^+}/n_{\mu^-}$ ,  $n_{e^+}/n_{e^-}$ , найденные из спектров их рождения. Эти отношения практически не отличаются друг от друга. На рис. 1 вверху приведены значения  $n_{e^+}/n_{e^-}$  в случае энергетического спектра космических протонов (4) — (6). Как видно из рисунка, различие  $d\sigma_{\pi^+}/dE$  и  $d\sigma_{\pi^-}/dE$ , обусловленное законом сохранения заряда, приводит к тому, что в рассматриваемой области энергий  $n_{e^+}/n_{e^-} \approx 1,3 - 1,4$ . Форма энергетического спектра протонов влияет на величину довольно слабо: максимальное относительное различие между кривыми составляет примерно 0,12. Ход кривых обусловлен различием в генерации  $\pi^\pm$ -мезонов в зависимости от энергии налетающего протона в модели кварк-глюонных струн.

Отметим, что если вторичные электроны и позитроны рождаются во взаимодействиях  $\overline{p} p \rightarrow$

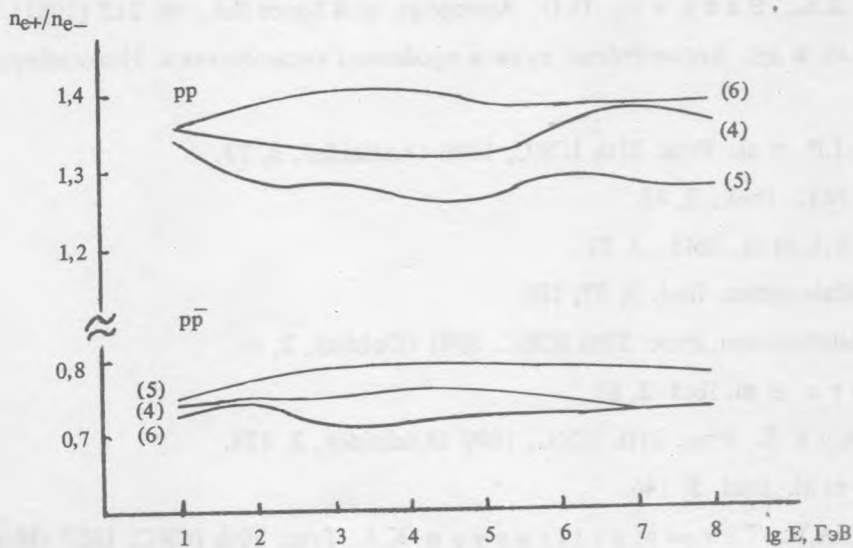


Рис. 1. Зависимость  $n_{e^+}/n_{e^-}$  от энергии для  $pp$ - и  $\overline{p}p$ -взаимодействий. Цифры в скобках соответствуют трем вариантам аппроксимации энергетического спектра космических протонов.

$\pi^+$  + ... т.е. в антивеществе, то  $n_{e^+}/n_{e^-} \approx 0,71 - 0,72$ . Кривые  $n_{e^+}/n_{e^-}$  для  $\bar{p}\bar{p}$ -взаимодействий приведены в нижней части рис. 1.

Полученные результаты могут быть применены при выделении вторичных позитронов, образующихся в стенках детекторов, когда регистрируются частицы с  $E > 10$  ГэВ. Они также могут быть полезны при анализе экспериментально полученного отношения  $n_{e^+}/(n_{e^+} + n_{e^0})$ , где  $n_{e^0}$  — электронная компонента галактических космических лучей. В этой связи отметим, что вычисленный в рамках рассматриваемой модели спектр рождения позитронов с наклоном  $\gamma \approx 2,6 - 3,1$  не позволяет получить энергетическую зависимость  $n_{e^+}/(n_{e^+} + n_{e^0})$  в области  $E > 10$  ГэВ, измеренную экспериментально [1/].

Автор благодарит В.М. Максименко, А.И. Никишова и В.И. Ритуса за помощь и ценные обсуждения. Автор искренне признателен В.А. Догелю за поддержку этой работы.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Астрофизика космических лучей (под ред. В.Л. Гинзбурга). М., Наука, 1990.
2. Matchiadis A. et al. Proc. 22th ICRC, 1991 (Dublin), 2, 145.
3. Muller D. et al. Ibid. 2, 177.
4. Stephens S.A., Badhwar G.D. Astrophys. and Space Sci., 76, 213 (1981).
5. Вернов С.И. и др. Космические лучи и проблемы космофизики. Новосибирск, СО АН, 1964, с. 103.
6. Ivanenko I.P. et al. Proc. 21th ICRC, 1990 (Adelaide), 3, 77.
7. Grigorov N.L. Ibid., 3, 73.
8. Zatsarin V.I. et al. Ibid., 3, 81.
9. The JACEE collaboration. Ibid. 3, 97; 101.
10. The JACEE collaboration. Proc. 22th ICRC, 1991 (Dublin), 2, 97.
11. Gao Kiaoyu et al. Ibid. 2, 81.
12. Wlodarczyk Z. Proc. 21th ICRC, 1990 (Adelaide), 3, 124.
13. Tosatio et al. Ibid. 3, 146.
14. Kaidalov A.V., Ter-Martirosyan K.A. Proc. 20th ICRC, 1987 (Moscow), 5, 139.
15. Максименко В.М. Частное сообщение, 1991.

Поступила в редакцию 6 октября 1992 г.