

СЕЧЕНИЕ ПРОЦЕССА  $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \rho^- \rightarrow \pi^0 + \pi^-$  И  
 ВЕРОЯТНОСТИ РАСПАДОВ  $\rho^- \rightarrow \mu^-(e^-) + \bar{\nu}_\mu(\bar{\nu}_e)$

Д. К. Ершов, И. М. Железных

И. В настоящее время процесс рождения пары  $\mu$ -мезонов при взаимодействии электронного антинейтрино с электроном

$$\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \pi^0 + \pi^- \quad (I)$$

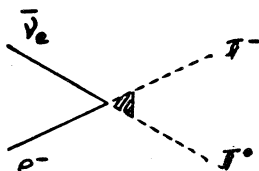
представляется довольно экзотическим, так как порог реакции порядка 80 Гэв. Однако энергия нейтринного пучка в Батавии уже будет достаточной для того, чтобы реакция (I) энергетически стала возможной.

Мы хотели бы обратить внимание на тот факт, что при еще более высоких энергиях ( $s = -(P_\nu + P_e)^2 \approx m_\rho^2$  или  $E_\nu \approx 570$  Гэв) и на значительном энергетическом интервале ( $\approx 100$  Гэв) сечение процесса (I) должно возрасти приблизительно в 50 раз (по сравнению с сечением для рождения "точечных"  $\pi$ -мезонов) из-за большой величины фактора  $\pi$ -мезона в области  $q^2 = -s \approx -m_\rho^2$

Диаграмма, соответствующая процессу (I), изображена на рис. I. Матричный элемент процесса (I) записывается в виде

$$M = G\varphi_1\varphi_2 F(s)(P_1 - P_2)_\alpha \bar{U}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) U_e \quad (2)$$

где  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  - волновые функции образовавшихся  $\pi$ -мезонов,  $P_1$  и  $P_2$  их 4-импульсы,  $F(s)$  - фактор  $\pi$ -мезона. Тогда сечение процесса



Р и с. I.

$$\sigma = \frac{G^2}{12\pi} \frac{(s - 4m_\pi^2)^{3/2}}{\sqrt{s}} |F(-s)|^2, \quad (3)$$

где  $m_\pi$  - масса  $\pi$ -мезона. Выражение, подобное (3), было ранее получено в /1/.

Для фактора  $\pi$ -мезона вблизи  $q^2 = -m_\rho^2$  воспользуемся формулой типа формулы Брейта-Вигнера (см. например, работу /2/, там же см. ссылки на экспериментальные работы). Получаем, что сечение реакции (I) в области энергий антинейтрино  $E_\nu \approx 570$  Гэв

$$\sigma = \frac{G^2}{12\pi} \frac{(2E_\nu \cdot m_e - 4m_\pi^2)^{3/2}}{\sqrt{2E_\nu \cdot m_e}} \cdot \frac{F_0^2 \frac{m_\rho^2 \Gamma^2}{4m_e^2}}{\left(E_\nu - \frac{m_\rho^2}{2m_e}\right)^2 + \frac{m_\rho^2 \Gamma^2}{4m_e^2}} \quad (4)$$

Здесь  $F_0^2 \approx 50$ ,  $m_\rho = 765$  Мэв,  $\Gamma = 125$  Мэв. Формула (4) представляет собой резонансную формулу с очень большой шириной в лабораторной системе

$$\Gamma_{л.с.} = m_\rho \Gamma / 2m_e = 94 \text{ Гэв.} \quad (5)$$

Следовательно, резонансные значения энергий антинейтрино лежат в области энергий порядка 520 - 620 Гэв. Сечение процесса (I) при  $E_\nu = 570$  равно  $\approx 3,2 \cdot 10^{-38}$  см<sup>2</sup>.

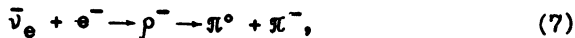
Отметим, что формула (4) справедлива для рассеяния  $\bar{\nu}_e$  на электронах атомов с  $Z < 137$   $\Gamma_{\rho \rightarrow \pi\pi} / m_\rho$  когда уширение резонансной кривой сечения из-за движения электронов в атоме /3/  $\Delta$  не существенно (это соотношение получено из условия  $\Delta < \Gamma_{л.с.}$  где  $\Delta \approx (Z/137)(m_\rho^2/2m_e)$ ). Для атомов с большими  $Z$  ( $Z > 137$   $\Gamma_{\rho \rightarrow \pi\pi} / m_\rho$ ) форма резонансной кривой сечения изменяется по сравнению с (4), и необходимо тщательно учитывать движение электронов в атомах.

2. Воспользуемся формулой (4) для того, чтобы оценить вероятность распада  $\rho^-$ -мезона на электрон и электронное антинейтрино ( $\Gamma_{\rho^- \rightarrow e\nu}$ ) (или мюон и мюонное антинейтрино)

$$\rho^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e, \quad (6)$$

$$\rho^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu. \quad (6')$$

Формула (4) описывает сечение резонансной реакции (см. рис. 2)

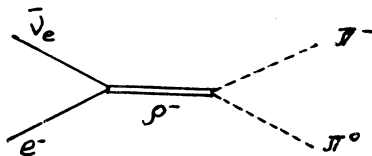


а сечение реакции (7) в области резонансных энергий можно представить в виде

$$\sigma = \frac{24\pi\Gamma_{\rho^-e\nu}}{m_\rho^2\Gamma}. \quad (8)$$

Сравнивая (4) и (8), получаем

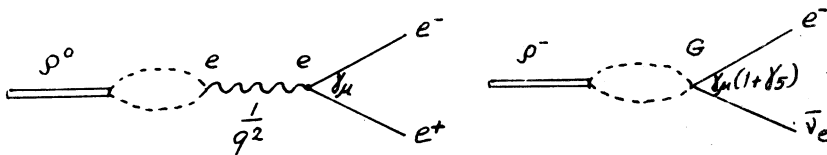
$$\Gamma_{\rho^-e\nu} \approx 0,8 \cdot 10^{-4} \text{ эв}. \quad (9)$$



Р и с. 2.

Оценка (9) справедлива и для  $\Gamma_{\rho^- \mu \nu}$ .

Гипотеза сохраняющегося векторного тока также позволяет получить оценку для  $\Gamma_{\rho^-e\nu}$  (при этом пренебрегается вкла-



Р и с. 3.

дом аксиальной части лептонного тока, см. рис. 3)

$$\Gamma_{\rho^-e\nu} = \Gamma_{\rho^0 \rightarrow e^+e^-} \left(\frac{Gm_\rho^2}{e^2}\right)^2 = 0,38 \cdot 10^{-4} \text{ эв}, \quad (10)$$

что с точностью до коэффициента  $\sim 2$  совпадает с (9).

Если матричный элемент распада  $\rho^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$  записать в виде

$$M = f \varepsilon_\alpha \bar{U}_e \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) U_\nu, \quad (11)$$

где  $f$  - эффективная константа взаимодействия,  $\varepsilon_\alpha$  - волновая функция  $\rho$ -мезона, то вероятность распада

$$\Gamma_{\rho^-e\nu} = \frac{f^2}{4\pi} \frac{2}{3} m_\rho. \quad (12)$$

Из (9) и (12) следует, что  $f^2/4\pi = 1,6 \cdot 10^{-13}$ .

В заключение авторы выражают глубокую благодарность А. А. Комару за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию  
29 декабря 1971 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Я. И. Азимов, В. М. Шехтер. ЖЭТФ, 41, 592 (1961).
2. V. N. Baier, V. S. Fadin. Nuovo Cimento, 66A, 693 (1970).
3. S. L. Glashow. Phys. Rev., 118, 316 (1960).
4. И. М. Железных, В. А. Загребин. Известия АН СССР, сер. физическая, 29, 1747 (1965).