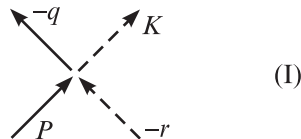


О двухнейтринной аннигиляции электрона с позитроном

И. КРИВСКИЙ, Ю. ЛОМСАДЗЕ, В. ФУЩИЧ, И. ХИМИЧ

1. Как известно, одним из следствий общепринятого в настоящее время универсального взаимодействия Гелл-Манна–Фейнмана [1] является возможность процесса

$$e^- + e^+ \rightarrow \nu + \bar{\nu}. \quad (1)$$



Рассчитанное обычным путем в первом исчезающем приближении метода возмущений (диаграмма (I)) дифференциальное эффективное сечение этого процесса в системе центра инерции имеет вид ($\hbar = c = 1$):

$$\frac{d\sigma_\nu}{d\Omega} = \left(\frac{G}{2\pi}\right)^2 \frac{P}{4\sqrt{P^2 - m^2}} \left\{ 4P^2 - m^2 + \right. \\ \left. + 6P\sqrt{P^2 - m^2} \cos \Theta + 2(P^2 - m^2) \cos^2 \Theta \right\}, \quad (2)$$

где константа универсального взаимодействия $G^2 \approx 2 \cdot 10^{-65} \text{см}^4$, P — полная энергия электрона в с.ц.и., m — масса покоя электрона и Θ — угол между начальным электроном и конечным нейтрино в той же системе.

Полное сечение процесса (1) представляется в виде

$$\sigma_\nu = \frac{G^2}{12\pi} \frac{P}{\sqrt{P^2 + m^2}} (14P^2 - 5m^2). \quad (3)$$

Заметим, что сечение процесса

$$\mu^- + \mu^+ \rightarrow \nu + \bar{\nu}, \quad (4)$$

также вытекающего из схемы Гелл-Манна–Фейнмана, получается из выражений (2) и (3) простой заменой массы электрона на массу μ -мезона.

2. Экспериментальное обнаружение процесса (1) (или (4)) могло бы явиться прямым доказательством схемы универсального взаимодействия. Разумеется, сечение процесса (1) неизмеримо меньше, во всяком случае при обычных энергиях, сечения σ_γ двухфотонной аннигиляции электрона с позитроном (при $P \sim 13$ Мэв, $\sigma_\nu/\sigma_\gamma \sim 10^{-15}$).

Доклады и сообщения Ужгородского государственного университета, серия физ.-мат. наук, 1960, № 3, с. 23–24.

Однако, как видно из (3), с ростом P при больших P сечение σ_ν растет как P^2 , в то время как сечение σ_γ , падает как $P^{-2} \ln P$ (последнее следует из результатов статей [2, 3]). Поэтому при энергиях порядка десятков Бэв оба процесса начнут конкурировать. Это обстоятельство при учете бурных темпов развития техники эксперимента в настоящее время дает основание рассчитывать на возможность постановки экспериментов по обнаружению процесса (1) (или (4)) в недалеком будущем.

В заключение, пользуясь аргументацией статьи [4] (см. также [5]) для процесса тормозного испускания нейтринной пары, отметим, что процесс (1) может, по-видимому, приводить к макроскопическим эффектам в больших телах, находящихся при высоких температурах (например, в звездах). Благоприятствующим фактором здесь являлся то обстоятельство, что сечение процесса (1) по порядку величины в $(137)^2$ раз больше сечения тормозного излучения нейтринной пары на единичном электрическом заряде.

1. Feymann R., Gell-Mann M., *Phys. Rev.*, 1958, **109**, 193.
2. Dirac P., *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, 1930, **26**, 361.
3. Jamm I., *Zs. f. Phys.*, 1930, **62**, 545.
4. Понтекорво Б., *ЖЭТФ*, 1959, **36**, 1615.
5. Гандельман Г.М., Пинаев В.С., *ЖЭТФ*, 1959, **37**, 1072.