

Г.А.Казаков (гр. 5051/1, каф. Теоретической физики), Э.А.Чобан, д.ф-м.н., проф.

## РОЖДЕНИЕ МЮОНИЯ И АНТИМЮОНИЯ В АДРОН-НУКЛОННЫХ СОУДАРЕНИЯХ И ПРОВЕРКА СРТ-ИНВАРИАНТНОСТИ

Проверка СРТ-инвариантности квантовой теории поля, которая следует из её локальности и лоренц-инвариантности, является одной из важнейших проблем физики высоких энергий.

Целью данной работы являлась оценка сечений рождения мюония  $M^0$  или антимюония  $\bar{M}^0$  в адрон-нуклонных соударениях:

$$h + N \rightarrow \mu^- + M^0 + e^+ + X \quad (1)$$

$$h + N \rightarrow \mu^+ + \bar{M}^0 + e^- + X \quad (2)$$

где  $h$  – это  $\pi^\pm$ -мезон или  $\bar{p}$ ,  $N$  – это протон  $p$ , а  $X$  – произвольное адронное состояние. Так как  $M^0$  или  $\bar{M}^0$  являются связанным состоянием  $e^-, \mu^+$  или  $e^+, \mu^-$  то столкновение  $\pi^\pm$ -мезона или антипротона  $\bar{p}$  с протоном приводит к аннигиляции антикварка из  $\pi^\pm$ -мезона с кварком из  $p$ , которая даёт излучение  $e^-$  и  $e^+$  (или  $\mu^-, \mu^+$ -мезонов). В свою очередь  $e^-$  и  $e^+$  излучают  $\mu^-, \mu^+$  – пару (или  $\mu^-$  и  $\mu^+$  —  $e^-, e^+$  – пару) и это приводит к рекомбинации  $e^-, \mu^+ \rightarrow M^0$  или  $e^+, \mu^- \rightarrow \bar{M}^0$ . Таким образом, в одном и том же адрон-нуклонном соударении мы имеем рождение  $M^0$  или  $\bar{M}^0$ , причём  $M^0, \mu^-$  – пара летит против  $e^+$ , а  $\bar{M}^0, \mu^+$  – против  $e^-$ .

Процессы (1) и (2) реализуются через кварковые subprocessы:

$$q + \bar{q} \rightarrow \mu^- + M^0 + e^+ \quad (3)$$

$$q + \bar{q} \rightarrow \mu^+ + \bar{M}^0 + e^- \quad (4)$$

где  $q, \bar{q}$  обозначают  $u, \bar{u}$  или  $d, \bar{d}$  – кварки. Введём квадрат энергии  $q$  и  $\bar{q}$  в их СЦИ  $S_i$  и квадрат инвариантной массы  $\omega^2$  пары  $M^0, \mu^-$  или  $\bar{M}^0, \mu^+$ . Тогда распределение дифференциального сечения subprocessов (3),(4) по  $\omega^2$  можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_i}{d\omega^2} = & \frac{2\pi\alpha^4 Q_i^2 |\Psi(0)|^2}{3m_e^2 m_\mu S_i (S_i - \omega^2)^2} \left( \frac{\sqrt{S_i + 2m_q}}{\sqrt{S_i - 2m_q}} \right)^2 \sqrt{1 - \frac{4m_\mu^2}{\omega^2}} \left\{ \frac{S_i^2 + (S_i - \omega^2)^2}{S_i^2} \omega^2 - 2 \left( \frac{m_\mu^2}{S_i} \right) \times \right. \\ & \times \left[ 2\omega^2 + \frac{(S_i + \omega^2)^2 - 2\omega^4}{S_i \sqrt{1 - \frac{4m_q^2}{\omega^2}}} \ln \frac{1 + \sqrt{1 - \frac{4m_q^2}{\omega^2}}}{1 - \sqrt{1 - \frac{4m_q^2}{\omega^2}}} \right] - 4 \left( \frac{m_\mu^2}{S_i} \right)^2 \left[ 3\omega^2 + 2 \frac{2(2S_i - \omega^2)}{\sqrt{1 - \frac{4m_q^2}{\omega^2}}} \ln \frac{1 + \sqrt{1 - \frac{4m_q^2}{\omega^2}}}{1 - \sqrt{1 - \frac{4m_q^2}{\omega^2}}} \right] - \\ & \left. - 24 \left( \frac{m_\mu^2}{S_i} \right)^2 \frac{m_\mu^2}{\sqrt{1 - \frac{4m_q^2}{\omega^2}}} \ln \frac{1 + \sqrt{1 - \frac{4m_q^2}{\omega^2}}}{1 - \sqrt{1 - \frac{4m_q^2}{\omega^2}}} \right\} \end{aligned} \quad (5)$$

где  $m_e, m_\mu$  и  $m_q$  – массы  $e^+, M^0$  (и  $\mu^-$  в нашем приближении) и  $q$  соответственно,  $Q_i$  – заряд кварка  $i$ -го сорта в единицах заряда  $e^-$ . В формуле (5) появляется волновая функция мюония  $\Psi(0)$ , так как имеется вершина рекомбинации  $e^-, \mu^+ \rightarrow M^0$  или  $e^+, \mu^- \rightarrow \bar{M}^0$ .

Введём относительные доли импульсов  $q$  и  $\bar{q}$  соответственно  $x_1$  и  $x_2$ . Тогда, учитывая квадрат энергии начальных частиц в их СЦИ  $S$  в процессах (1), (2), получим дифференциальное сечение этих процессов в виде:

$$\frac{d\sigma_i}{dx_1 dx_2} = \frac{\pi\alpha^4 |\Psi(0)|^2}{3m_e^2 m_\mu x_1 x_2 S} \left( \ln \frac{x_1 x_2 S}{4m_e^2} + 1 \right) \sum_i Q_i^2 G_i(x_1, x_2) \quad (6)$$

где  $G_i(x_1, x_2)$  — вероятность найти в адронах  $h$  и  $N$  кварк с  $x_1$  и антикварк с  $x_2$ . Беря величину  $G_i(x_1, x_2)$  из работы [1], получим полные сечения процессов (1), (2) для  $p\bar{p}$ -коллайдеров в виде:

При  $\sqrt{S}=63$  ГэВ (ISR)  $\sigma=0.177$  fb;  $\sqrt{S}=540$  ГэВ (S  $p\bar{p}$ S)  $\sigma = 5.5 \cdot 10^{-2}$  fb;  $\sqrt{S} = 1800$  ГэВ (Tevatron)  $\sigma = 2.7 \cdot 10^{-2}$  fb;  $\sqrt{S}=14000$  ГэВ (LHC)  $\sigma = 6.4 \cdot 10^{-3}$  fb.

Обсудим метод регистрации  $M^0$  и  $\bar{M}^0$ . Они образуются не только в основном, но и в первом возбуждённом состоянии. Эти состояния будут интерферировать, и кривая распада  $M^0$  или  $\bar{M}^0$  будет иметь осцилляции. Если на периоде этих осцилляций кривые распада  $M^0$  и  $\bar{M}^0$  совпадают, то имеет место СРТ-инвариантность.

Авторы выражают благодарность В. Г. Барышевскому за обсуждение метода регистрации  $M^0$  и  $\bar{M}^0$ .

#### ЛИТЕРАТУРА:

1. D. W. Duke, J. F. Owens. Phys. Rev., D30(1984) 49.