

РОЖДЕНИЕ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ НЕЙТРАЛЬНЫМ ТОКОМ И ГИПОТЕЗА КВАРКОВ

Л. Л. Франкфурт

В статье показано, что в симметрии $SU(4)$ в процессах с участием нейтрального тока ожидается повышенное число странных частиц.

Одна из загадочных проблем физики слабых взаимодействий — отсутствие нейтральных токов, нарушающих странность. В [1] выдвинута интересная гипотеза, что этот факт мог бы оказаться проявлением $SU(4)$ -симметрии слабых взаимодействий. Здесь мы покажем, что наличие симметрии $SU(4)$ приводит к повышенному рождению странных частиц нейтральным током. Гамильтониан слабого взаимодействия кварков с лептонами имеет вид [2]

$$\begin{aligned}
 H = & \frac{G}{\sqrt{2}} \{ \bar{\mu} \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \nu [\bar{u} \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) (d \cos \theta + s \sin \theta) + \bar{c} \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) (s \cos \theta - \\
 & - d \sin \theta)] + \text{эрм сопр} \} + \frac{G}{2\sqrt{2}} \bar{\nu} \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \nu \{ \bar{c} \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) c + \bar{u} \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) u - \\
 & - \bar{d} \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) d - \bar{s} \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) s - 4 \sin^2 \alpha J_{\mu}^{\text{ЭМ}} \} . \quad (1)
 \end{aligned}$$

Здесь, следуя Фейнману, введено обозначение u, d, s для обычных кварков, c — для четвертого кварка. $J_{\mu}^{\text{ЭМ}}$ — электромагнитный ток:

$$j_{\mu}^{\text{ЭМ}} = \frac{2}{3} [\bar{c} \gamma_{\mu} c + \bar{u} \gamma_{\mu} u] - \frac{1}{3} [\bar{s} \gamma_{\mu} s + \bar{d} \gamma_{\mu} d] \quad (2)$$

θ — угол Кабиббо, а α — угол Вейнберга.

Для анализа рассеяния лептонов на адронах используем модель нерелятивистских кварков, позволившую описать полулептонные рас-

пады адронов (см., например, [3]) и рассеяние адронов высоких энергий [4] в согласии с опытом. Вначале рассмотрим рождение странных частиц в двухчастичных реакциях за счет заряженного тока. Нас интересуют здесь только процессы, в которых странность сохраняется:

$$\nu n \rightarrow \mu^- K^+ \lambda (\Sigma_0, \Sigma_8^0), \quad \nu p \rightarrow \mu^- K^+ \Sigma^+ (\Sigma_8^+).$$

Эти процессы описываются аннигиляционной кварковой диаграммой типа рис. 1.

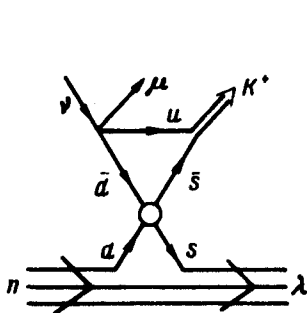


Рис. 1

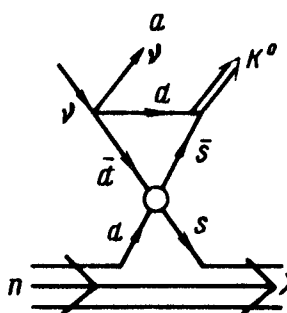


Рис. 2

Процессы типа: $\nu n \rightarrow \mu^- K^0 \Sigma^+ (\Sigma_8^+)$ в такой картине запрещены, так как в нуклоне нет антикварков. Для рассеяния антинейтрино разрешены процессы: $\bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ K^0 \lambda (\Sigma_0, \Sigma_8^0)$, а запрещены: $\bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ K^+ \Sigma^- (\Sigma_8^-)$.

В случае рождения странных частиц нейтральным током ожидаются два важных отличия от процессов, происходящих за счет заряженного тока. 1. Больше процессов разрешено. Например, в случае заряженного тока запрещены реакции $\nu n \rightarrow \mu^- K^0 \Sigma^+ (\Sigma_8^+)$, а для нейтрального процесс с наличием K^0 в конечном состоянии должен иметь место и т. д. 2. Процессы рождения странных частиц нейтральным током, по-видимому, усилены по сравнению с заряженным. Здесь дают вклад две кварковые диаграммы. Для примера на рис. 2 и 3 изображены кварковые диаграммы для процессов: $\nu n \rightarrow \nu K^0 \lambda$ и $\nu p \rightarrow \nu K^+ \lambda$.

Введем обозначение: отношение кварковых амплитуд: $(ds \rightarrow s \bar{d}) / (d\bar{d} \rightarrow s \bar{s}) = r e^{i\beta}$. Тогда, используя (1) и изотопическую симметрию получим

$$\frac{\sigma(\nu n \rightarrow \nu K^0 \lambda)}{\sigma(\nu n \rightarrow \mu^- K^+ \lambda)} = \frac{1 + r^2 + 2r \cos \beta}{4}, \quad (3)$$

$$\frac{\sigma(\nu p \rightarrow \nu K^+ \lambda)}{\sigma(\nu p \rightarrow \mu^- K^+ \lambda)} = \frac{1 + r^2 - 2r \cos \beta}{4}. \quad (4)$$

Учет угла смешивания Вейнберга уменьшит вклад нейтрального векторного тока. Для грубой оценки пренебрежем этим эффектом. Величины

r и $\cos \beta$ могут быть, в принципе найдены из изучения реакций: $\nu n \rightarrow \mu^- \pi^0 p$, $\nu n \rightarrow \nu \pi^- p$ и т. д. в предположении симметрии $SU(3)$. По существу, при обсуждении процессов с рождением странных частиц использовалась октетная доминантность в t -канале, которая автоматически выполняется в модели кварков. (t — квадрат переданного импульса между начальными и конечными нуклонами). Ввиду отсутствия необходимых экспериментальных данных определим r из рассеяния адронов — из отношения сечений реакций: $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ и $K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$. Эти реакции описываются кварковыми диаграммами [4] (рис. 4).

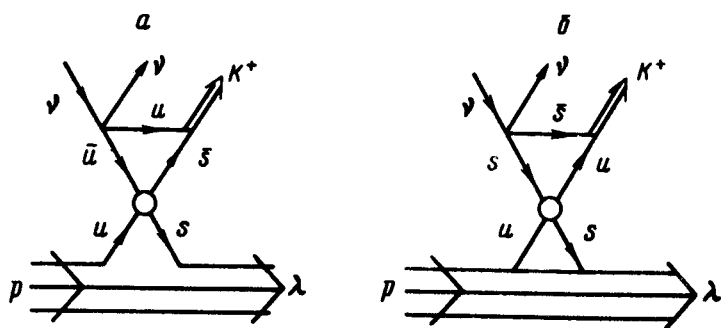


Рис. 8.

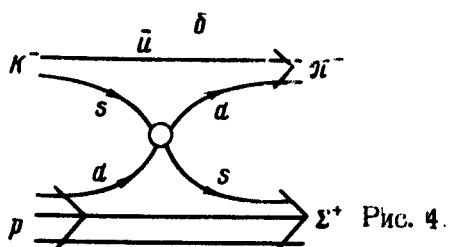
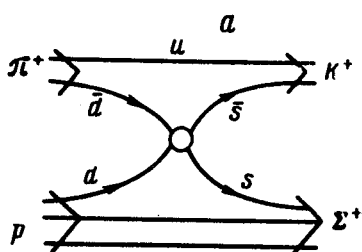


Рис. 4.

На опыте в широкой области энергий $\sigma(K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+) / \sigma(\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+) \approx 2$ [5]. Отсюда следует, что $r^2 = 2$. Т. е. специфические для нейтрального тока диаграммы (2, б, 3; б) больше по величине, чем (2, а, 3; а) — аналогичные вкладу заряженного тока! (Если была справедлива гипотеза обменного вырождения — тогда ожидалось бы $r^2 = 1 \cdot \cos \beta = \pm 1$). Возможно, большая величина $r^2 = 2$ ответственна за повышенное число странных частиц, наблюдавшихся в [6]. Например, при $r^2 = 2 \cdot \cos \beta = 1$

$$\frac{\sigma(\nu n \rightarrow \nu K^0 \lambda)}{\sigma(\nu n \rightarrow \mu^- K^+ \lambda)} \approx 1,5, \quad \frac{\sigma(\nu n \rightarrow \nu K^0 \lambda) + \sigma(\nu p \rightarrow \nu K^+ \lambda)}{2\sigma(\nu n \rightarrow \mu^- K^+ \lambda)} = 0,75 \quad (5)$$

На опыте правая часть (3) равна $1,5 \pm 1,5$ [6].

В заключение автор считает приятным долгом поблагодарить участников теоретического семинара ЛИЯФ за обсуждение результатов работы.

Ленинградский
институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
27 апреля 1975 г.

Литература

- [1] S.L.Glashow, J.Illiopoulos, L.Maiani. *Phys. Rev.*, **D2**, 1285, 1970.
 - [2] S.Weinberg. *Rev. Mod. Phys.*, **46**, 255, 1974.
 - [3] Е.М.Левин, Л.Л.Франкфурт. *УФН*, **94**, 243; 1968.
 - [4] Е.М.Левин, Л.Л.Франкфурт. Письма в ЖЭТФ, **3**; 652, 1965; H.J.Lipkin, F.Scheck. *Phys. Rev. Lett.*, **16**, 71; 1966.
 - [5] P.J.Gilman. *Phys. Lett.*, **B29**, 673; 1969.
 - [6] J.S.Barish et al. *Phys. Rev. Lett.*, **33**, 1440, 1974.
-