

1141



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Лаборатория теоретической физики

Нгуен Ван Хьеу

P - 1141

РОЖДЕНИЕ МЕЗОНОВ
В НЕЙТРИННЫХ ОПЫТАХ
И ИЗОТОПИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА
СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Дубна 1962 год

Нгуен Ван Хъеу

P - 1141

РОЖДЕНИЕ МЕЗОНОВ
В НЕЙТРИННЫХ ОПЫТАХ
И ИЗОТОПИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА
СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

1743/2 48

Дубна 1962 год

А н н о т а ц и я

Показано, что правило $\Delta I = 1$ в процессах слабого взаимодействия без изменения странности приводит к соотношениям (2) - (8) между сечениями процессов (a) - (g), (a') - (g') и (h) - (l) и (h') - (l').

Nguyen - van - Hieu

PION PRODUCTION IN NEUTRINO EXPERIMENTS AND ISOTOPIC STRUCTURE OF WEAK INTERACTIONS

It is shown that the selection rule $\Delta I = 1$ in strangeness conserving weak interaction processes leads to relations (2) - (8) between the cross - sections for processes (a) - (g), (a') - (g') and (h) - (l), (h') - (l').

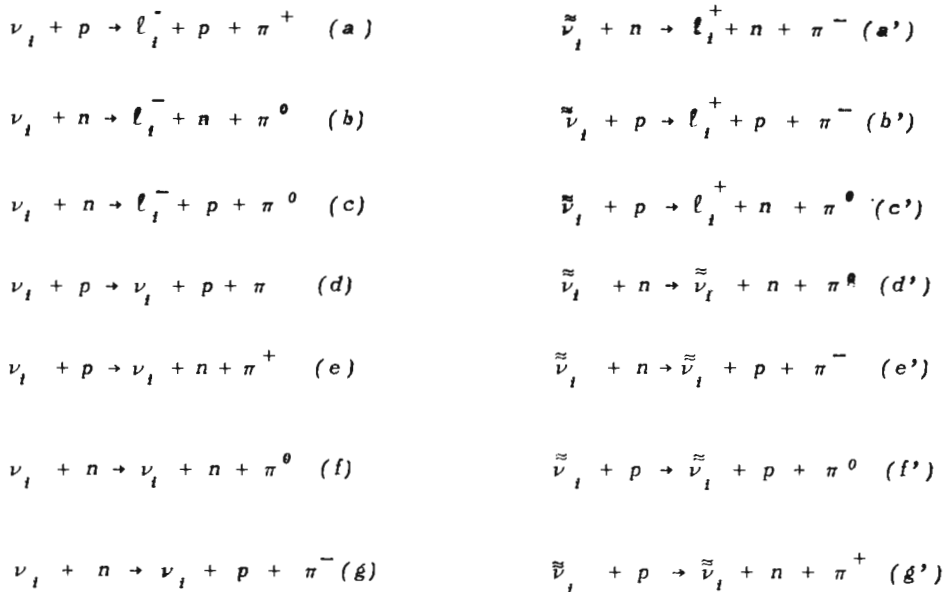
Обсуждаемые в настоящее время схемы слабого взаимодействия^{/1-3/} обладают одним свойством симметрии: токи сильно взаимодействующих частиц осуществляют представления группы вращения в изотопическом пространстве. В частности, полный ток сильно взаимодействующих частиц без изменения странности преобразуется как изотопический вектор^{x)}. В настоящей работе мы рассмотрим возможность экспериментальной проверки этого предположения.

В соответствии с обсуждаемыми схемами слабого взаимодействия^{/1-3/} предположим, что часть лагранжиана, ответственная за лептон-барионное взаимодействие, имеет вид:

$$L = \frac{G}{\sqrt{2}} \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{\ell}_i \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \nu_i I_\mu^{(+)} + \xi \bar{\nu}_i \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \nu_i I_\mu^{(0)} + h.c. \right\}, \quad (1)$$

где $\ell_i = e, \mu$, $\nu_i = \nu_e, \nu_\mu$; G - универсальная константа слабого взаимодействия; ξ - постоянная; $I_\mu^{(a)}$ - изовектор. Возможность существования нейтральных симметричных токов, входящих во второй член лагранжиана (1), была обсуждена во многих работах (см., например,^{/4/} и указанную там литературу^{xx)}). Постоянную ξ можно определить из данных по упругому рассеянию нейтрино на нуклоне. В схеме Блудмана^{/2/} с двумя нейтрино $\xi = \frac{1}{2}$, а если ν_e и ν_μ тождественны, то в этой схеме $\xi = 1$.

При столкновении нейтрино или антинейтрино с нуклонами могут происходить следующие процессы:



x) Это свойство приводит к так называемому правилу $\Delta T = 1$ в процессах слабого взаимодействия без изменения странности.

xx) Вопрос о нейтральных токах также обсужден в работе R.W.King, Phys. Rev, 121, 1201 (1962).

Между сечениями процессов (а) - (с) и (а') - (с') существуют неравенства треугольника, как это было показано в работах /3,5/. Кроме того

$$\begin{aligned} \sigma_d &= \sigma_f, & \sigma_{d'} &= \sigma_{f'}, \\ \sigma_e &= \sigma_g, & \sigma_{e'} &= \sigma_{g'}. \end{aligned} \quad (2)$$

Если массу заряженного лептона положить равной нулю, то

$$\sigma_a + \sigma_b = \sigma_c \left(1 + 2 \frac{\sigma_d}{\sigma_e}\right), \quad (3)$$

$$\sigma_{a'} + \sigma_{b'} = \sigma_{c'} \left(1 + 2 \frac{\sigma_{d'}}{\sigma_{e'}}\right); \quad (4)$$

$$\frac{\sigma_e}{\sigma_c} = \frac{\sigma_{e'}}{\sigma_{c'}} = 2\xi^2.$$

Написанные соотношения (2) - (4) имеют место для дифференциальных сечений при всех углах и поэтому имеют место для полных сечений. В определенных интервалах углов существуют еще другие соотношения. Например, при угле θ между импульсами лептонов (или антилептонов) равно нулю, имеется следующее соотношение:

$$\frac{\sigma_a}{\sigma_{a'}} = \frac{\sigma_b}{\sigma_{b'}} = \frac{\sigma_c}{\sigma_{c'}} = \frac{\sigma_d}{\sigma_{d'}} = \frac{\sigma_e}{\sigma_{e'}} = 1, \quad \theta = 0. \quad (5)$$

Полученные результаты также применимы к процессам типа (а) - (g) и (а') - (g') с заменой $p \rightarrow K^+$, $n \rightarrow K^0$, $\pi^{\pm,0} \rightarrow \Sigma^{\pm,0}$ или $\lambda + \pi^{\pm,0}$.

Кроме того, между сечениями процессов

$$\begin{aligned} \nu_l + n \rightarrow \ell_l^- + \lambda + K^+ (h) & \quad \bar{\nu}_l + p \rightarrow \ell_l^+ + \lambda + K^0 (h') \\ \nu_l + n \rightarrow \nu_l + \lambda + K^0 (k) & \quad \bar{\nu}_l + p \rightarrow \bar{\nu}_l + \lambda + K^+ (k') \\ \nu_l + p \rightarrow \nu_l + \lambda + K^+ (l) & \quad \bar{\nu}_l + n \rightarrow \bar{\nu}_l + \lambda + K^0 (l') \end{aligned}$$

существуют соотношения

$$\sigma_k = \sigma_l, \quad \sigma_{k'} = \sigma_{l'}; \quad (6)$$

$$\frac{\sigma_k}{\sigma_h} = \frac{\sigma_{k'}}{\sigma_{h'}} = \xi^2 \quad (7)$$

при всех углах и

$$\frac{\sigma_k}{\sigma_{k'}} = \frac{\sigma_{h'}}{\sigma_h} = 1 \quad (8)$$

при $\theta = 0$.

Рассматриваемые процессы несомненно происходят в нейтринных опытах, проводимых в настоящее время. Экспериментальные данные позволят проверить полученные соотношения и следовательно, проверить предложенную гипотезу об изотопической структуре слабого взаимодействия.

Автор выражает глубокую благодарность С.С.Герштейну, М.А.Маркову, Б.М.Понтерковю и Я.А.Сморodinскому за интерес к работе и обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. R.Feynmann and M.Gell-Mann, Phys. Rev. 109, 193 (1958);
2. S.Bludman, Nuovo Cim. 9, 433 (1959).
3. T.D.Lee and C.N.Yang, Phys. Rev. 119, 1414 (1960).
4. С.С.Герштейн, Нгуен Ван-хъеу, Р.А.Эрамжян. ЖЭТФ, 43, 1554 (1962).
5. В.М.Шехтер. ЖЭТФ, 41, 1953 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел
19 декабря 1962 года.