Письма в ЖЭТФ, том 22, вып. 11, стр. 586 – 590   5 декабря 1975 г.

νN- И $\bar{\nu} N$-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ В ТЕОРИИ БЕЗ ПОДАВЛЕНИЯ ТОКОВ С ИЗМЕНЕНИЕМ ОЧАРОВАНИЯ

Г.Г.Волков, А.Г.Липартелиани, Ю.П.Никитин[1)]

Показано, что в теории без подавления слабых адронных токов перехода с изменением очарования ($\Delta c = 1$, $\Delta s = 0$) при энергиях выше порога рождения очарованных частиц следует ожидать увеличения наклона в энергетической зависимости сечения νN-взаимодействия.

[1)] Московский инженерно-физический институт.

В работах [1, 2] были сформулированы гипотезы о принадлежности слабых адронных токов регулярному представлению группы $SU(4)$, алгебры $SU(2)$ зарядов и универсальности слабых взаимодействий для лептонов и адронов. На основе этих предположений были получены два типа решений для формы слабых адронных токов с изменением странности и "очарования". Первое из найденных решений соответствует обычной схеме ГИМ [3], сформулированной в модели кварков. Второе решение существенно отличается от схемы ГИМ для переходов $n \leftrightarrow p'$. Соответствующий ток имеет вид

$$J_\mu^{\pm} = \cos\theta_c (V_\mu^{1\pm i2} - A_\mu^{1\pm i2}) + \sin\theta_c (V_\mu^{4\pm i5} - A_\mu^{4\pm i5}) + (1-\sin\theta_c)\, V_\mu^{11\mp i12} +$$

$$+ (1+\sin\theta_c)\, A_\mu^{11\mp i12} + \cos\theta_c\, (V_\mu^{13\mp i14} - A_\mu^{13\mp i14}). \qquad (1)$$

Из формулы (1) видно, что ток перехода $n \leftrightarrow p'$ оказывается не подавленным (сравним со схемой ГИМ) и носит $V+A$ характер. Совершенно очевидно, что подобное свойство $n \leftrightarrow p'$ тока приводит к определенным физическим следствиям.

В данной статье мы рассмотрим некоторые выводы, следующие из вида тока (1), в приложении к физике нейтрино высоких энергий. Хорошо известно, что в рамках Бьеркеновского скейлинга дифференциальные распределения вторичных мюонов по безразмерным переменным $x = Q^2/2M\nu$, $y = \nu/E_\nu$ в реакциях

$$\nu_\mu (\tilde{\nu}_\mu) + N \to \mu^- (\mu^+) + \text{адроны} \qquad (2)$$

имеют следующий вид:

$$\frac{d^2\sigma^{\nu,\bar\nu}}{dx\,dy} = \frac{G^2 M E_\nu}{\pi}\left[\left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right)F_2(x) + \frac{y^2}{2}(2xF_1 - F_2) \pm y\left(1-\frac{y}{2}\right)xF_3(x)\right]; \qquad (3)$$

где F_i – структурные функции. В рамках кварковой партонной модели структурные функции F_1 и F_2 удовлетворяют следующему соотношению $2xF_1 = F_2$ [4], а функции F_2, F_3 при этом выражаются через функции распределения в нуклоне партонов различного сорта $p(x)$, $n(x)$, $\lambda(x)$, $p'(x)$ и антипартонов $\bar p(x)$, $\bar n(x)$, $\bar\lambda(x)$, $\bar p'(x)$.

В рассматриваемой нами схеме [1, 2] сечения $\sigma(\nu N) = \dfrac{\sigma(\nu p) + \sigma(\nu n)}{2}$ и $\sigma(\bar\nu N) = \dfrac{\sigma(\bar\nu p) + \sigma(\bar\nu n)}{2}$ выражаются через функции распределения партонов в протоне следующим образом:

$$\frac{d^2\sigma^{\nu N}}{dx\,dy} = \frac{G^2 M E_\nu}{\pi}\, 2x\left[\left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right)\left(p(x) + n(x) + \lambda(x) + \frac{\bar p(x) + \bar n(x)}{2} + 2\bar p'(x)\right) + \right.$$

$$\left. + \left(y - \frac{y^2}{2}\right)\left(\lambda(x) - \frac{\bar p(x) + \bar n(x)}{2}\right)\right], \qquad (4)$$

$$\frac{d^2\sigma^{\bar{\nu}N}}{dxdy} = \frac{G^2ME_\nu}{\pi} \; 2x\left[\left(1-y+\frac{y^2}{2}\right)\left(\frac{p(x)+n(x)}{2} + \bar{p}(x) + \bar{n}(x) + \bar{\lambda}(x) + 2p'(x)\right) - \right.$$

$$\left. - \left(y - \frac{y^2}{2}\right)\left(\frac{p(x)+n(x)}{2} - \bar{\lambda}(x)\right)\right] . \qquad (5)$$

Формулы (4) и (5) справедливы при энергиях, превышающих порог рождения "очарованных" частиц:

$$E_{\text{порог}} \approx m_c + \frac{m_c^2}{2M} \quad \text{(бозон)}, \qquad (6)$$

$$E_{\text{порог}} \approx \frac{m_c^2}{2M} - \frac{M}{2} \quad \text{(фермион)},$$

где m_c – масса "очарованной" частицы, а M – масса нуклона. Пренебрегая малыми вкладами от "моря" партон-антипартонных пар, находим:

$$\frac{d^2\sigma^{\nu N}}{dxdy} \cong \frac{G^2ME_\nu}{\pi} 2x(p(x) + n(x))\left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right), \qquad (7)$$

$$\frac{d^2\sigma^{\bar{\nu}N}}{dxdy} \cong \frac{G^2ME_\nu}{\pi} x\left(p(x) + n(x)\right)(1-y)^2. \qquad (8)$$

Для оценки полных сечений, используя вид $xp(x)$, $xn(x) \sim (1-x)^3$, [4] получаем

$$\sigma^{\nu N} \approx \sigma^{\nu N}_{\text{ГИМ}}\left[1 + \frac{(1-y_n)^4}{3}\right], \quad y_n = \frac{E_{\text{порог}}}{E_\nu}, \qquad (9)$$

$$\sigma^{\bar{\nu}N} \approx \sigma^{\bar{\nu}N}_{\text{ГИМ}} . \qquad (10)$$

Отметим, что из (7) следует, что при очень малых значениях ($x \gtrsim \gtrsim 0,05 \div 0,1$) форма распределения по y в схеме [1, 2] для νN-соударений имеет вид

$$\frac{d\sigma^{\nu N}}{dy} = \frac{G^2ME_\nu}{\pi}\left[I_1 + I_2(1-y)^2\right], \qquad (11)$$

$$I_1 \approx \int_0^1 x(n(x) + p(x))dx , \qquad I_2 = \int_0^{1-\frac{y_n}{1-y}} x(n(x) + p(x))dx , \qquad (12)$$

что качественно отличается от предсказаний схемы ГИМ:

$$\frac{d\sigma^{\nu N}_{\text{ГИМ}}}{dy} \approx \frac{G^2ME_\nu}{\pi} I_1 . \qquad (13)$$

Полное сечение νN-взаимодействия (9) примерно на 1/3 превышает предсказываемое по модели ГИМ значение в области $E_\nu >> E_{\text{порог}}$. В интервале энергий $E_\nu = E_{\text{порог}} \div 4E_{\text{порог}}$ происходит плавное изменение наклона энергетического хода $\sigma^{\nu N}$. В таблице приводятся значения энергий E_ν, начиная с которых можно ожидать существенное изменение сечения $\sigma^{\nu N}$ на 25% в зависимости от массы m_c рожденного "очарованного" бозона или фермиона. Современные экспериментальные данные не позволяют с определенностью сделать заключений об изменении характера энергетического хода. Однако, они не исключают возможности 10 – 20%-го изменения наклона $\sigma^{\nu N}$.

m_c	2	2,5	3	3,5	4
E_ν бозон	59	83	107	143	178
E_ν фермион	24	41	57	86	115

Поэтому представляется весьма важным проведение прецезионных измерений энергетического хода $\sigma^{\nu N}$ или отношения $\sigma^{\bar{\nu} N}/\sigma^{\nu N}$ в интервале энергий, доступных для изучения на современных ускорителях.

Отметим также, что из требования положительности функций распределений партонов по x в схеме [1, 2] следуют иные, чем в ГИМ, абсолютные ограничения на отношение сечений $\nu_\mu N$ и $\bar{\nu}_\mu N$– взаимодействий

$$\frac{1}{4} \leqslant \frac{\sigma(\bar{\nu} N)}{\sigma(\nu N)} \leqslant 1. \qquad (17)$$

В заключение обсуждений следствий схемы слабых адронных токов [1, 2] в приложении к нейтринной физике высоких энергий приведем правило сумм Адлера:

$$\begin{aligned} I^p &= \int dx (F_1^{\bar{\nu} p} - F_1^{\nu p}) = 0, \\ I^n &= \int dx (F_1^{\bar{\nu} n} - F_1^{\nu n}) = -3. \end{aligned} \qquad (18)$$

В модели ГИМ для ядра F_e правило сумм Адлера принимает следующий вид:

$$I^{F_e} = -4, \qquad (19)$$

в то время, как в схеме [1, 2]

$$I^{F_e} = -90, \qquad (20)$$

как следует из (18). Проверка этого правила также весьма важна для выбора модели слабых взаимодействий адронов.

Авторы глубоко признательны Б.А. Арбузову, С.С.Герштейну, Е.П.Кузнецову, В.В.Макееву, А.А.Соколову за полезные обсуждения и критические замечания.

Поступила в редакцию 17 октября 1975 г.

Институт физики высоких энергий

Литература

[1] Г.Г.Волков, А.Г.Линартелиани, Ф.Ф.Тихонин. Препринт ИФВЭ 75-103, Серпухов, 1975.

[2] Г.Г.Волков, А.Г.Линартелиани, Ф.Ф.Тихонин. Препринт ИФВЭ 75-110, Серпухов, 1975.

[3] S.L.Glashow at all. Phys. Rev., D2, 1285, 1970.

[4] Р.Фейнман. Фотон-адронные взаимодействия. М., изд. Мир, 1974.