Письма в ЖЭТФ, том 30, вып.2, стр. 146 – 151 *20 июля 1979 г.*

МЕХАНИЗМ АССОЦИИРОВАННОГО РОЖДЕНИЯ ШАРМА МНОГОМЮОННЫЕ СОБЫТИЯ В НЕЙТРИНО-НУКЛОННОМ РАССЕЯНИИ

Э.А.Чобан

Предложен механизм ассоциированного рождения D, $\bar{D}$-мезонов в $\nu_\mu N$ –, $\bar{\nu}_\mu N$-взаимодействиях, позволяющий единым образом объяснить события с образованием тримюонов неэлектромагнитной природы и однозарядных димюонов.

Наблюдение многомюонных событий в нейтрино-нуклонном рассеянии [1 – 5] вызвало интерес в связи с попыткой их объяснения за счет образования и распада новых тяжелых лептонов или новых кварков [6 – 9]. Однако из результатов работы [2], следует, что механизмом распада тяжелых лептонов (M^-, M°) может объясняться менее 17% тримюонов, а распад тяжелых кварков (b , t) дает вклад в 3μ-события менее 10%. Для объяснения многомюонных событий был предложен электромагнитный механизм [10 – 13] , заключающийся в том, что в процессе с заряженным током кварки или мюон испускают тормозную $\mu^-\mu^+$-пару. По оценкам различных авторов [10 – 12], этот механизм дает отношение числа 3μ-событий к числу одномюонных событий $R^\nu_{3\mu} \equiv \sigma(\nu_\mu N \to \mu^-\mu^-\mu^+ + \ldots) / \sigma(\nu_\mu N \to \mu^- X) \approx (1 \div 2)\cdot 10^{-5}$, что согласуется с экспериментальной оценкой электромагнитного вклада $R^\nu_{3\mu} = (0{,}8 \pm 0{,}4)\cdot 10^{-5}$ [2]. В то же время электромагнитный механизм не может объяснить событий с образованием однозарядных димюонов, ибо предсказывает $R^\nu_{\mu\mu} \equiv \sigma(\nu_\mu N \to \mu^-\mu^- + \ldots)/\sigma(\nu_\mu N \to \mu^- X) < R^\nu_{3\mu}$, что явно противоречит экспериментальному отношению $R^\nu_{\mu\mu}/R^\nu_{3\mu} \sim 10$ [1, 2, 4].

Для понимания механизма образования однозарядных димюонов и тримюонов необходимо учесть те закономерности, которые следуют из имеющихся опытных данных [1 – 5]. Если обозначить быстрый мюон в реакции $\nu_\mu N \to \mu^-\mu^-\mu^+ + \ldots$ через μ_1^-, а медленные – через μ_2^- , μ_3^+ (соответственно в $\mu^-\mu^-$-событиях это будут μ_1^-, μ_2^-), то средняя энергия $\langle E_{\mu_1^-}\rangle \gg \langle E_{\mu_2^-}\rangle$ (или $\langle E_{\mu_3^+}\rangle$ для 3μ-событий, в которых $\langle E_{\mu_2^-}\rangle \sim \langle E_{\mu_3^+}\rangle$). Инвариантные массы систем $\mu_1^-\mu_2^-\mu_3^+$, $\mu_1^-\mu_2^-$, $\mu_1^-\mu_3^+$ одного порядка и много больше инвариантной массы системы $\mu_2^-\mu_3^+$. Распределения по азимутальному углу между импульсами μ_1^- и μ_2^- , μ_1^- и μ_3^+ , μ_1^- и μ_2^- , μ_3^+ в плоскости, перпендикулярной импульсу начального нейтрино, имеют максимум при значении 180° как в случае $\mu^-\mu^-$, так и в случае 3μ-событий. Эти закономерности позволяют сделать вывод о том, что в рассматриваемых событиях μ_1^- образуется в лептонной, а μ_2^- (и μ_3^+ в тримюонах) – в адронной вершинах, причем μ_2^- , μ_3^+ сильно скоррелированны. Электромагнитный механизм хорошо описывает указанные выше особенности 3μ -событий. Однако из работы [2] следует, что доля тримюонов $R^\nu_{3\mu} = (2{,}2 \pm 0{,}4)\cdot 10^{-5}$ имеет неэлектромагнитную природу. Поэтому величина $R^\nu_{\mu\mu}/R^\nu_{3\mu} \sim 10$, а также аналогия в распределениях по энергиям и азимутальным углам $\mu_1^- \mu_2^-$ в 3μ- и $\mu^-\mu^-$-событиях наводят на мысль, что эта доля тримюонов и однозарядные димюоны образуются в результате действия одного и того же механизма, связанного с рождением шармованных частиц. При этом в зависимости от того, по какому каналу (лептонному или адронному) распадается шармованный адрон, возникают либо тримюоны, либо однозарядные димюоны.

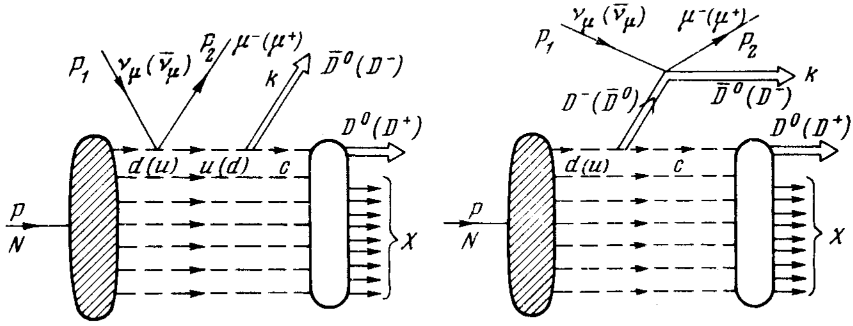

Рис.1. Диаграммы процессов (1) и (2) в кварк-партонной модели

В настоящей работе рассматривается механизм ассоциированного рождения D, $\bar D$-мезонов в процессах:

$$\nu_\mu + N \to \mu^- + \bar D^\circ + D^\circ + X, \qquad (1)$$

$$\bar\nu_\mu + N \to \mu^+ + D^- + D^+ + X, \qquad (2)$$

где X обозначает произвольное адронное состояние. Диаграммы процессов (1) и (2) приведены на рис.1, причем предполагается, что переход виртуального легкого кварка в реальные c-кварк и $\bar D$-мезон не сопровождается испусканием других адронов, а c-кварк в дальнейшем с достоверностью переходит в D-мезон. Используя обозначения на рис.1 и вводя переменные $x = -(q^2/2qp)$, $y = 1 - (E'/E)$, $\eta = -(\tilde q^2/2\tilde q p)$, $z = (E_{\bar D}/E_q)$ где $q = p_1 - p_2$, $\tilde q = q - k$, E и E'-энергии $\nu_\mu(\bar\nu_\mu)$ и $\mu^-(\mu^+)$ в лабораторной системе, $E_{\bar D}$ и E_q – энергии $\bar D$-мезона и легкого кварка в брейтовской системе, получим дифференциальные сечения процессов (1), (2), проинтегрированные по импульсам всех адронов, кроме $\bar D$-мезона, в следующем виде:

$$\frac{d\sigma}{dx\,dy\,d\eta\,dz} = \left(\frac{G^2ME}{\pi}\right)\frac{yx[u(x)+d(x)]}{32\pi^2\eta^2(\eta-2)^2\operatorname{sign}(\eta-2)}\left\{\frac{2\eta^2F(y)}{\eta-1}(\eta-2-z)+\right.$$

$$\left.+\frac{\eta(\eta-2)^2(1-y)}{(\eta z-2\epsilon)}+z\eta^2(1-y)-(\eta-2-z)\left[\pm y(2-y)\eta+y^2+6(1-y)\right]\right\}. \qquad (3)$$

Здесь $u(x)$, $d(x)$ — фейнмановские кварк-партонные распределения, знаки $(\pm)$ относятся соответственно к процессам (1) и (2), функция $F(y)$ имеет вид

$$F(y) = \begin{cases} 1, & \nu_\mu N \to \mu^- \bar{D}^\circ D^\circ X \\ (1-y)^2, & \bar{\nu}_\mu N \to \mu^+ D^- D^+ X \end{cases}, \qquad (4)$$

а область изменения η и z определяется неравенствами:

$$1+\Delta \leqslant \eta \leqslant \frac{1}{x} - \delta, \quad \eta - 2 + \frac{\epsilon}{\eta - 1} \leqslant z \leqslant \text{ при } 1+\Delta \leqslant \eta \leqslant 2; \; \epsilon \leqslant z \leqslant \eta - 2 + \frac{\epsilon}{\eta-1} \quad \text{при} \quad 2 \leqslant \eta \leqslant \frac{1}{x} - \delta. \qquad (5)$$

В формулах (3), (5) величины $\Delta, \delta, \epsilon << 1$ определяются равенствами:

$$\Delta = m_D(m_D + 2m_c)/\,2MExy, \quad \delta = m_c^2/2MExy, \quad \epsilon = m_D^2/2MExy, \qquad (6)$$

где M, m_D, m_c — массы нуклона, D-мезона и c-кварка. При выводе формулы (3) $\bar{D}$-мезон предполагался точечным, вклады порядка m_D^2/ME, m_c^2/ME отбрасывались, а константа, стоящая в вершине перехода $u(d) \to \bar{D}^\circ\,(D^-)c$, обозначена через $\sqrt{\gamma}$, причем γ должна быть определена из эксперимента.

Если в формуле (3) $\eta \to 1$ (с условием, что $\eta - 1 >> \epsilon + \Delta$), а $z \sim 1$, то наибольший вклад дает первое слагаемое. Оно соответствует обычному "партонному" вкладу в $\sigma(\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)N \to \mu^-(\mu^+)X)$ с последующей фрагментацией $u(d) \to \bar{D}^\circ(D^-)c$, причем получившаяся функция фрагментации пропорциональна $\eta - 2 - z$, что, учитывая $\eta \to 1$ и $z = -|z|$, согласуется с обычно используемой функцией фрагментации $D(|z|) \sim (1-|z|)^n$, где $n = 1, 2$, для описания $\mu^-\mu^+$-событий. При $\eta \sim 1$, $z \sim \epsilon$ в формуле (3) доминирует "непартонный" вклад, который не описывается данным выше способом. Однако при вычислении сечения процессов (1), (2) он приводит к не менее существенному вкладу, чем "партонный". Интегрируя дифференциальное сечение (3) по z и η в области (5) с учетом равенств (6), получим:

$$\frac{d\sigma}{dxdy} = \left(\frac{G^2 ME}{\pi}\right)\frac{\gamma}{64\pi^2}\Big[u(x) + d(x)\Big]\Bigg\{2xF(y)\ln\frac{[2MEy(1-x) - m_c^2]}{m_D(m_D + 2m_c)} + 2x(1-x)(1-y)\ln\frac{2MExy}{m_D^2 x} + [2x(1-y) \pm y(2-y)]x\ln x + (1-x)\times [1-y-x(y-2)^2]\Bigg\}, \qquad (7)$$

где $F(y)$ определяется так же, как и в (4), а область применимости формулы (7) обусловлена неравенствами:

$$xy >> m_D^2/2ME, \; (1-x)y >> (m_D + m_c)^2/2ME, \qquad (8)$$

следующими из того, что подлогарифмические выражения в (7) должны быть много больше единицы.

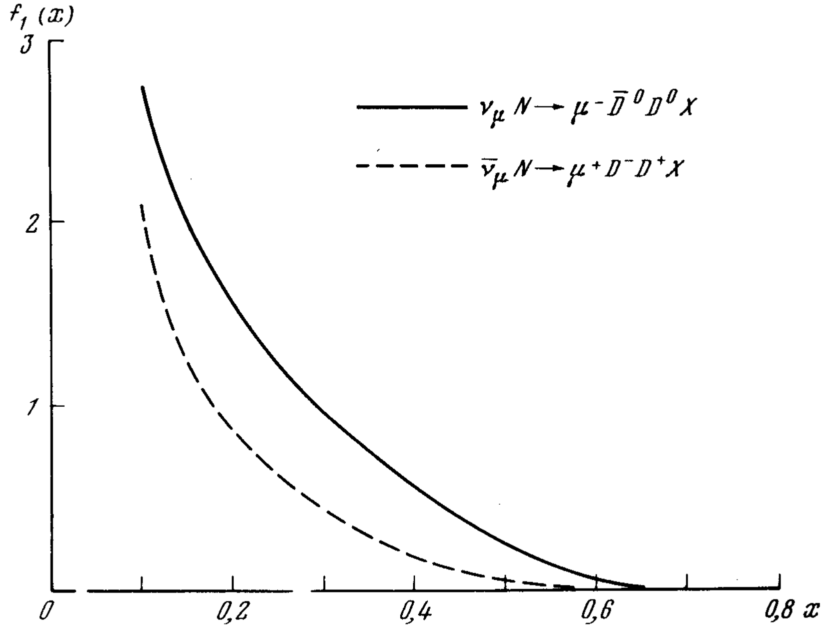

Рис.2. Зависимость величины $f_1(x) = \dfrac{d\sigma}{dx} \Big/ \left(\dfrac{G^2 ME}{\pi}\right) \dfrac{\gamma}{64\pi^2}$ от переменной x для процессов (1) и (2)

Получим x-, y-распределения, используя формулу (7) и параметризации $u(x)$-, $d(x)$-функций из работы [13]. При численном интегрировании берем $x \geqslant 0{,}1$ в силу того, что в области $x < 0{,}1$ доминирует дифракционный механизм, рассмотренный в работе [14], а при $x \geqslant 0{,}1$ его вкладом можно пренебречь. На рис.2 и 3 приведены усредненные по спектру $CDHS$ (при $\langle E \rangle \approx 50$ Гэв) x-, y-распределения в области (8). С помощью этих распределений находим:

$$\langle x \rangle_\nu = 0{,}24; \langle y \rangle_\nu = 0{,}71; \langle x \rangle_{\bar{\nu}} = 0{,}21; \langle y \rangle_{\bar{\nu}} = 0{,}59 \qquad (9)$$

Соответствующие экспериментальные величины для 3μ-событий равны [2]:

$$\langle x \rangle_\nu = 0{,}21 \pm 0{,}02; \ \langle y \rangle_\nu = 0{,}69 \pm 0{,}02, \qquad (10)$$

а из гистограмм, приведенных в [1] для $\mu^\mp\mu^\mp$-событий, следует

$$\langle x \rangle_\nu = 0{,}28 \pm 0{,}15; \langle y \rangle_\nu = 0{,}59 \pm 0{,}22; \langle x \rangle_{\bar{\nu}} = 0{,}21 \pm 0{,}17;$$

$$\langle y \rangle_{\bar{\nu}} = 0{,}45 \pm 0{,}31. \qquad (11)$$

Мы видим, что в рамках погрешностей наши результаты (9) совпадают с опытными величинами (10), (11).

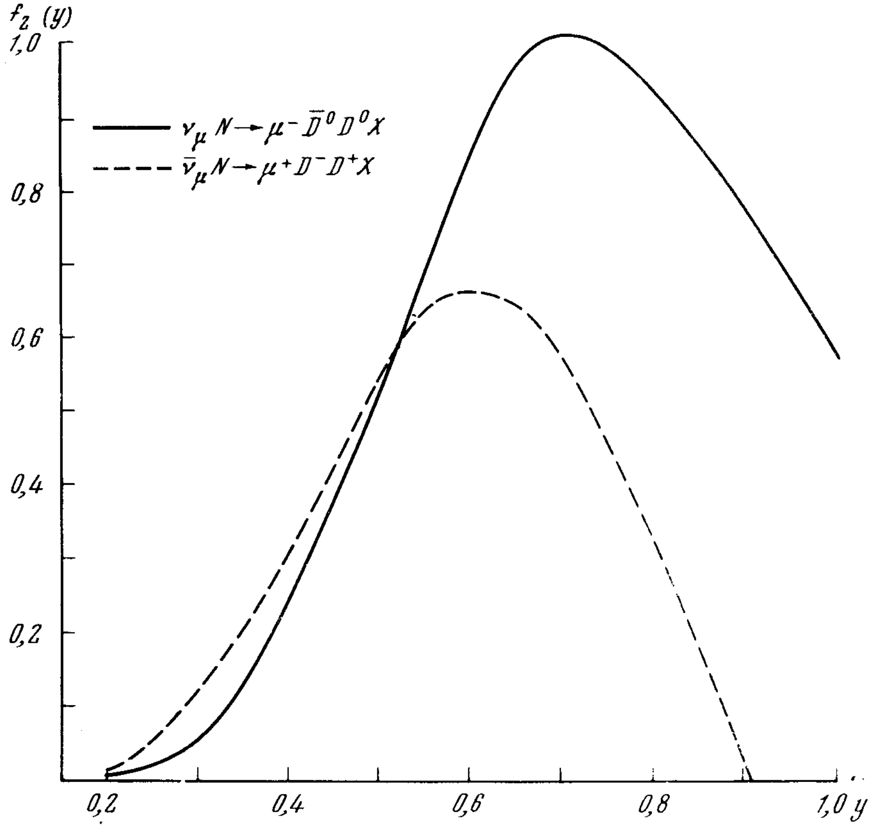

Рис.3. Зависимость величины $f_2(y) = \frac{d\sigma}{dy} \Big/ \left(\frac{G^2 ME}{\pi}\right) \frac{\gamma}{64\pi^2}$ от переменной y для процессов (1) и (2)

Используя графики на рис.2 и 3, получим полные сечения процессов (1) и (2) в виде :

$$\sigma(\nu_\mu N \to \mu^- \bar{D}^\circ D^\circ X) = \left(\frac{G^2 ME}{\pi}\right) \frac{\gamma \cdot 0{,}47}{64\pi^2} ; \sigma(\bar{\nu}_\mu N \to \mu^+ D^- D^+ X) =$$

$$= \left(\frac{G^2 ME}{\pi}\right) \frac{\gamma \ . 0{,}25}{64\pi^2} . \qquad (12)$$

Найдем γ из данных по однозарядным димюонам [1, 3] в $\nu_\mu N$-рассеянии. Учитывая формулу (12), данные работы [15] по $\sigma(\nu_\mu N \to \mu^- X)$, экспериментальные величины $R^\nu_{\mu\mu} = (3 \pm 2) \cdot 10^{-4}$ [1], $R^\nu_{\mu\mu} = (4 \pm 3) \cdot 10^{-4}$ [3], общепринятый брэнчинг $B(\bar{D}^\circ \to \mu^- + \ldots) \approx 0{,}1$ и предполагая, что вклад в $R^\nu_{\mu\mu}$ от D, $\bar{D}$ и D^*, $\bar{D}^*$ приблизительно одинаков, получим средневзвешенное по данным [1, 3] γ в виде

$$\gamma = 1{,}1 \pm 0{,}8 . \qquad (13)$$

Это значение γ позволяет дать оценку величин $R^{\bar{\nu}}_{\mu\mu}$, $R^{\nu}_{3\mu}$, $R^{\bar{\nu}}_{3\mu}$, предсказываемых рассматриваемым механизмом. Учитывая равенства (12),

(13) и данные [15] по $\sigma(\bar{\nu}_\mu N \to \mu^+ X)$, получим

$$R^{\bar{\nu}}_{\mu\mu} = (2{,}0 \pm 1{,}4)\cdot 10^{-4};\ R^{\nu}_{3\mu} = (2{,}0 \pm 1{,}4)\cdot 10^{-5};\ R^{\bar{\nu}}_{3\mu} = (2{,}2 \pm 0{,}9)\cdot 10^{-5}. \quad (14)$$

Из выражения (14) следует, что предсказываемое $R^{\nu}_{3\mu}$ согласуется с оценкой для тримюонов неэлектромагнитной природы, сделанной в работе [2] и приведенной выше.

Автор глубоко благодарен В.М.Шехтеру за многочисленные консультации, стимулирующую критику и обсуждение результатов.

Поступила в редакцию
11 июня 1979 г.

Литература

[1] M.Holder et al. Phys. Lett., B70, 396, 1977.

[2] T.Hansl et al. Nucl. Phys., B142, 331, 1978; Phys. Lett., B77, 114, 1978.

[3] A.Benvenuti et al. Phys. Rev. Lett., 38, 1110, 1183, 1977; 40, 488, 1978; 41, 725, 1978.

[4] A.K.Mann. Preprint University of Pennsylvania, 1978.

[5] B.C.Barish et al. Phys. Rev. Lett., 38, 577, 1977.

[6] C.H.Albright, J.Smith, J.A.M.Vermaseren. Phys. Rev. Lett., 38, 1187, 1977; Phys. Rev., Д16, 3182, 3204, 1977; Д18, 108, 1978.

[7] V.Barger et al., Phys. Rev.Lett., 38, 1190, 1977; Phys. Rev., Д16, 2141, 3170, 1977.

[8] L.M.Sehgal, P.M.Zerwas. Phys. Rev., Д16, 2379, 1977.

[9] A.Soni. Phys. Lett., B71, 435, 1977.

[10] R.M.Barnett, L.N.Chang, N.Weiss. Phys. Rev., Д17, 2266, 1978.

[11] V.Barger, T.Gottschalk, R.J.N.Phillips. Phys. Rev., Д17, 2284, 1978.

[12] J.Smith, J.A.M.Vermaseren. Phys. Rev., Д17, 2288, 1978.

[13] R.P.Feynman, R.D.Field. Phys. Rev., Д15, 2590, 1977.

[14] F.Bletzacker, H.T.Nieh, A.Soni. Phys. Rev. Lett., 38, 1241, 1977.

[15] J.C.H. de Groot, T.Hansl et al. CERN-preprint, 1978.