ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА
JOURNAL OF NUCLEAR PHYSICS
т. 5, вып. 5, 1967

РОЖДЕНИЕ π-МЕЗОНОВ НА ПОРОГЕ В НЕЙТРИННЫХ РЕАКЦИЯХ

А. И. ВАЙНШТЕЙН, В. В. СОКОЛОВ, И. Б. ХРИПЛОВИЧ

НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

(Поступила в редакцию 23 сентября 1966 г.)

С помощью алгебры токов и предположения о плавной зависимости матричного элемента слабого адронного тока от импульсов найдена амплитуда рождения π-мезона на пороге в нейтринных реакциях при передаче импульса $|k^2| \lesssim \mu^2$.

В связи с осуществлением нейтринных экспериментов приобрел актуальность вопрос о вычислении сечений исследуемых реакций. В настоящей работе с помощью алгебры токов получена амплитуда рождения π-мезонов на пороге в реакциях

$$\nu + N \to l + N' + \pi$$

в области передаваемых импульсов $|k^2| \lesssim \mu^2$.

Для определенности рассмотрим рождение π^+-мезона на протоне. Амплитуда этого процесса может быть представлена в виде

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} l_\mu T_\mu = \frac{G}{\sqrt{2}} l_\mu i \int dx\, e^{iqx} (\Box - \mu^2)\, \theta(x_0) \langle p' | [J_\mu^+(0), \varphi^-(x)] | p \rangle. \quad (1)$$

Здесь l_μ — лептонный слабый ток; $J_\mu^+ = v_\mu^+ + a_\mu^+$ — оператор адронного слабого тока; φ^- — оператор мезонного поля; p, p' и q — импульсы начального и конечного нуклонов и мезона. Сделаем в T_μ замену $\varphi^- \to c\partial_\mu a_\mu^-$, где $c = -g_r K(0) / \sqrt{2} m \mu^2 g_A$. При $q^2 = \mu^2$ эта замена возможна без каких-либо приближений, поскольку вклад дает лишь π-мезонный полюс [1]. Интегрируя затем по частям, находим

$$T_\mu = -ic \int dx\, e^{iqx} (\Box - \mu^2)\, \delta(x_0) \langle p' | [J_\mu^+(0), a_0^-(x)] | p \rangle +$$
$$+ c q_\nu \int dx\, e^{iqx} (\Box - \mu^2)\, \theta(x_0) \langle p' | [J_\mu^+(0), a_\nu^-(x)] | p \rangle, \quad (2)$$

откуда следует, что в пределе $q \to 0$

$$\tilde{T}_\mu = \lim_{q\to 0} \left\{ T_\mu - c q_\nu \int dx\, e^{iqx} (\Box - \mu^2)\, \theta(x_0) \langle p' | [J_\mu^+(0), a_\nu^-(x)] | p \rangle \right\} =$$
$$= ic\mu^2 \left\langle p' \left| \left[J_\mu^+(0), \int d\mathbf{x}\, a_0^-(\mathbf{x}, 0) \right] \right| p \right\rangle. \quad (3)$$

Разделяя в $\tilde{T}_\mu$ вклады векторной и аксиальной частей J_μ^+, получаем

$$\tilde{T}_\mu{}^V = ic\mu^2 \left\langle p' \middle| \left[v_\mu{}^+(0), \int d\mathbf{x}\, a_0{}^-(\mathbf{x}, 0) \right] \middle| p \right\rangle = ic\mu^2 \langle p' | a_\mu{}^3(0) | p \rangle, \tag{4}$$

$$\tilde{T}_\mu{}^A = ic\mu^2 \left\langle p' \middle| \left[a_\mu{}^+(0), \int d\mathbf{x}\, a_0{}^-(\mathbf{x}, 0) \right] \middle| p \right\rangle = ic\mu^2 \langle p' | v_\mu{}^3(0) | p \rangle. \tag{5}$$

Мы использовали здесь известные перестановочные соотношения [2].

Рассмотрение векторной части проводится так же, как и в случае электророждения [3]. Вклад в $\tilde{T}_\mu{}^V$ нуклонной и мезонной полюсных диаграмм, независимо от способа предельного перехода, равен

$$-\frac{ig_r}{\sqrt{2}\, m} \bar{u}(p') \left[\gamma_\mu - \frac{\mathfrak{M}}{2m} \sigma_{\mu\nu} k_\nu - \frac{2mk_\mu}{k^2 - \mu^2} \right] \gamma_5 u(p). \tag{6}$$

При этом все формфакторы предполагаются плавно зависящими от k^2 и q^2, так что в области $|k^2| \sim \mu^2$ можно использовать их значения при $k^2 = 0$, $q^2 = \mu^2$. В тех же предположениях

$$ic\mu^2 \langle p' | a_\mu{}^3(0) | p \rangle = -\frac{ig_r}{\sqrt{2}\, m} \bar{u}(p') \left(\gamma_\mu - \frac{2mk_\mu}{k^2 - \mu^2} \right) \gamma_5 u(p). \tag{7}$$

Выражения (6) и (7) с точностью μ / m совпадают, поскольку в интересую-
щей нас области все компоненты импульса $k \sim \mu$. Так как при $q \to 0$ во
второе слагаемое в $\tilde{T}_\mu$ дают вклад лишь полюсные члены, то с принятой
точностью неполюсная часть матричного элемента $T_\mu{}^V$ равна в этой точке
нулю. Можно ожидать, что и на пороге эта часть $T_\mu{}^V$ останется относи-
тельно малой. В таком случае вклад векторного адронного тока описы-
вается в пороговой области полюсными диаграммами без учета аномаль-
ного магнитного момента, что соответствует диаграммам первого порядка
по перенормированной константе связи в псевдоскалярной мезонной
теории. Заметим, что однонуклонный вклад с точностью до $\mu / 2m$ не ме-
няется при переходе от $q = 0$ к $q_0 = \mu$, $\mathbf{q} = 0$, что подкрепляет надежду
на слабое изменение неполюсных слагаемых.

Для получения изложенного выше результата достаточно уже предпо-
ложения о медленном изменении неполюсного вклада как функции k_μ. Дей-
ствительно, все шесть поперечных ковариантов, через которые выражает-
ся $T_\mu{}^V$ [4], обращаются в нуль при $k = 0$. Поэтому неисчезающий вклад
дают лишь полюсные диаграммы, содержащие характерные инфракрас-
ные множители типа $1 / 2pk$. Это замечание относится и к процессу
электророждения [3].

Перейдем к рассмотрению аксиальной части амплитуды. Резкая зави-
симость от k^2 в $T_\mu{}^A$ связана только с диаграммами, содержащими π-мезон-
ный полюс. Их сумма равна

$$\frac{1}{c\mu^2} \frac{k_\mu}{k^2 - \mu^2} T_{\pi N}, \tag{8}$$

где $T_{\pi N}$ — амплитуда πN-рассеяния.

С помощью замены $\varphi^\pm \to c\partial_\mu a_\mu{}^\pm$ и формулы (1) для T_μ легко показать, что

$$T_{\pi N} = ck_\nu T_\nu{}^A (k^2 - \mu^2). \tag{9}$$

В этом равенстве опущен коммутатор

$$\left\langle p' \middle| \left[\int d\mathbf{x}\, a_0(\mathbf{x}, 0), \int d\mathbf{y}\, \dot{a}_0(\mathbf{y}, 0) \right] \middle| p \right\rangle,$$

определяющий при $q = k = 0$ изотопически четную часть πN-рассеяния. В соответствии с известной из эксперимента [5] аномальной малостью изотопически четной длины πN-рассеяния мы считаем эту часть пренебрежимо малой.

Переходя к $q \to 0$, получаем с помощью (8), (9) и (5)

$$\frac{1}{c\mu^2}\frac{k_\mu}{k^2-\mu^2}T_{\pi N} = \frac{k_\mu k_\nu}{\mu^2}\widetilde{T}_\nu{}^A = -ick_\mu k_\nu \langle p'|v_\nu{}^3(0)|p\rangle = 0. \tag{10}$$

Таким образом, вклад π-мезонных полюсных диаграмм в $\widetilde{T}_\mu{}^A$ равен нулю. При переходе на порог нуклонная полюсная диаграмма (без эффективного псевдоскаляра, учтенного в рассматривавшихся выше графиках) снова медленно меняется. Прежние предположения о характере изменения неполюсных членов приводят к выводу, что на пороге

$$T_\mu{}^A = \widetilde{T}_\mu{}^A + \frac{1}{c\mu^2}\frac{k_\mu}{k^2-\mu^2}T_{\pi N}, \qquad k = p' - p + q, \tag{11}$$

где с принятой точностью

$$\widetilde{T}_\mu{}^A = -\frac{ig_r}{\sqrt{2}\, m g_A}\bar{u}(p')\gamma_\mu u(p). \tag{12}$$

Из (9), (11) и (12) находим

$$T_\mu{}^A = -\frac{ig_r}{\sqrt{2}\, m\, g_A}\left(g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{k^2-\mu^2}\right)\bar{u}(p')\gamma_\nu u(p), \tag{13}$$

$$T_{\pi N} = -\frac{ig_r{}^2}{2m^2}\frac{1}{g_A^2}k_\nu \bar{u}(p')\gamma_\nu u(p). \tag{14}$$

Отметим, что относительный вклад второго слагаемого формулы (13) в сечение процесса падает с ростом энергии нейтрино как μ / ε.

Наше рассмотрение показывает, что и векторная и аксиальная части матричного элемента T_μ являются изотопически нечетными на пороге. Поэтому амплитуды рождения заряженных частиц с точностью до знака равны, а для π^0-мезона — в $\sqrt{2}$ раз больше.

Равенство (14) определяет изотопически нечетную длину πN-рассеяния [6]. С другой стороны, используя для амплитуды πN-рассеяния вперед дисперсионное соотношение без вычитаний, легко получить из него правило сумм Адлера — Вайсбергера [7].

С помощью (13) можно в принципе определить g_A из нейтринного эксперимента. Впрочем, точность метода позволяет проверить лишь близость g_A к единице, что относится, по-видимому, и к соотношению Адлера — Вайсбергера.

Отметим, что при $\mu^2 = 0$ аксиальный ток сохраняется и $T_\mu{}^A$ становится поперечной. В этом случае (13) совпадает с полученным из других соображений результатом Намбу и Шраунера [8].

Подчеркнем в заключение, что для получения соотношений (13) и (14) принципиально важно использование нелинейного по a_μ одновременного коммутатора (5), в то время как без линейного коммутатора (4) можно обойтись.

Литература

[1] S. Okubo. Nuovo Cim., 41, 586, 1966.
[2] M. Gell-Mann. Phys. Rev., 125, 1067, 1962.
[3] А. И. Вайнштейн, В. В. Соколов, И. Б. Хриплович. Письма ЖЭТФ, 4, 193, 1966.

[4] P. Dennery. Phys. Rev., **124**, 2000, 1961.
[5] J. Hamilton, W. S. Woolcock. Rev. Mod. Phys., **35**, 737, 1963.
[6] Y. Tomozawa. Preprint, Princeton, 1966.
[7] S. L. Adler. Phys. Rev. Lett., **14**, 1051, 1965. W. I. Weisberger. Phys. Rev. Lett., **14**, 1047, 1965.
[8] Y. Nambu, E. Shrauner. Phys. Rev., **128**, 862, 1962.

PION PRODUCTION AT THRESHOLD IN NEUTRINO INDUCED REACTIONS

A. I. WEINSTEIN, V. V. SOKOLOV, I. B. KHRIPLOVICH

Amplitude of the pion threshold production in neutrino induced reactions at the momentum transfer $|\mathbf{k}^2| \leqslant \mu^2$ is found with the current algebra and with the hypothesis that the matrix element of the hadron weak current depends on the momenta smoothly.