ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 3197

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Нгуен Тхи Хонг

РОЖДЕНИЕ π-МЕЗОНОВ В НЕЙТРИННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ И АЛГЕБРА ТОКОВ

1967.

P2 - 3197

Нгуен Тхи Хонг

РОЖДЕНИЕ π-МЕЗОНОВ В НЕЙТРИННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ И АЛГЕБРА ТОКОВ

В последнее время интенсивно обсуждаются экспериментальные следствия одновременных коммутационных соотношений векторных и аксиальных токов [1]. В работах [2-6] эти коммутационные соотношения были применены к изучению амплитуд фоторождения и электророждения при низких энергиях. Многие правила сумм, полученные в этих работах, можно также получить без использования коммутационных соотношений, если сделать некоторые предположения относительно асимптотического поведения соответствующих инвариантных амплитуд, как это было показано в ряде работ [7-9].

В настоящей работе мы изучим рождение медленных π -мезонов при столкновении нейтрино и антинейтрино с нуклоном:

$$\nu + p \to \ell^- + \pi^+ + p \qquad (I)$$

$$\tilde{\nu} + p \to \ell^+ + \pi^+ + p \qquad (II)$$

$$\tilde{\nu} + p \to \ell^+ + \pi^0 + n. \qquad (III)$$

Матричные элементы этих процессов равны:

$$M_I = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{u}_\ell (k_2) \gamma_\mu (1+\gamma_5) u_\nu (k_1) < \pi^+ p | (J_\mu^V + J_\mu^A) | p > \qquad (1)$$

$$M_{II} = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{v}_\nu (-k_1) \gamma_\mu (1+\gamma_5) v_\ell (-k_2) < \pi^- p | (J_\mu^V + J_\mu^A)^+ | p > \qquad (2)$$

$$M_{III} = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{v}_\nu (-k_1) \gamma_\mu (1+\gamma_5) v_\ell (-k_2) < \pi^0 n | (J_\mu^V + J_\mu^A) | p > . \qquad (3)$$

Здесь J_μ^V и J_μ^A – векторные и аксиальные токи с $\Delta Q=1$, $\Delta S=0$. Они являются компонентами некоторых изотопических векторов $V_\mu^{(1)}$ и $A_\mu^{(1)}$

$$J^V_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} V^{(+)}_\mu = \frac{1}{2} (V^{(1)}_\mu + i V^{(2)}_\mu),$$

$$(J^V_\mu)^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} V^{(-)}_\mu = \frac{1}{2} (V^{(1)}_\mu - i V^{(2)}_\mu)$$

$$J^A_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} A^{(+)}_\mu = \frac{1}{2} (A^{(1)}_\mu + i A^{(2)}_\mu) \qquad (4)$$

$$(J^A_\mu)^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} A^{(-)}_\mu = \frac{1}{2} (A^{(1)}_\mu - i A^{(2)}_\mu).$$

Поэтому определение матричных элементов сводится к изучению матричных элементов вида

$$V^{ij}_\mu (p_2, q; p_1, k) = \langle \tilde{\pi}^i N | V^j_\mu | N \rangle \qquad (5)$$

$$A^{ij}_\mu (p_2, q; p_1, k) = \langle \tilde{\pi}^i N | A^j_\mu | N \rangle ,$$

где p_1 и p_2 – 4 – импульсы начального и конечного нуклонов, q –4–импульс π–мезона, $k = k_1 - k_2$. Ради удобства вместо π^i –мезона мы ввели в определении (5) его античастицу ($\tilde{\pi}^i$ –мезон). Рассмотрим сначала матричные элементы для виртуальных π–мезонов с нулевой массой $q^2 = 0$ в предельном случае, когда $k \to 0$, $q \to 0$. Для этой цели мы введем, следуя авторам работ /2-6/, величину

$$M^{ij}_{\nu\mu} = \int e^{-iqx} \theta(x_0) \langle N | [A^i_\nu (x), V^j_\mu (0) + A^j_\mu (0)] | N \rangle d^4 x \qquad (6)$$

На основе гипотезы о частичном сохранении аксиального тока /10/ можно показать следующее соотношение для $q^2 = 0$

$$T^{ij}_\mu (p_2, q; p_1, k) = V^{ij}_\mu (p_2, q; p_1, k) + A^{ij}_\mu (p_2, q; p_1, k) =$$

$$= \frac{g}{2 m_N f_A} \{ q_\nu M^{ij}_{\nu\mu} + \int d^3 x\, e^{-i\vec{q}\vec{x}} \langle N | [A^{(i)}_4 (\vec{x}, 0), V^j_\mu (0) + A^j_\mu (0)] | N \rangle . \qquad (7)$$

Здесь g – перенормированная константа πN -взаимодействия, а $f_A = \frac{G_A}{G_V}$ – константа перенормировки аксиального тока β -распада нейтрона. В пределе $q \to 0$ мы имеем:

$$T^{ij}_{\mu}(p,0;p,0) = \frac{g}{2m_N f_A}\{\lim_{q\to 0} q_{\nu} M^{ij}_{\nu\mu} + i\epsilon_{ijk} < N|V^{(k)}_{\mu}(0) + A^{(k)}_{\mu}(0)|N > \} . \qquad (8)$$

При получении последнего соотношения (8) были использованы одновременные коммутационные соотношения, проинтегрированные по трехмерному пространству. Вероятно, что в таких соотношениях так называемые швингеровские члены не играют роли, и здесь не возникает вопроса о внутренней самосогласованности теории. Из-за наличия сильных взаимодействий вычислить $M^{ij}_{\nu\mu}$ невозможно. Однако предел величины $q_{\nu} M^{ij}_{\nu\mu}$ при $q \to 0$ полностью определяется полюсными членами $M^{ij}_{\nu\mu}$ и, следовательно, может быть вычислен при помощи правил Фейнмана.

В результате получим

$$T^{ij}_{\mu}(p,0;p,0) = \lim_{q\to 0} \frac{g}{2pq} \bar{u}(p)\{ i\hat{q}\gamma_{\mu}(\gamma_5 + f_A)\tau_i\tau_j -$$

$$-\gamma_{\mu}(\gamma_5 + f_A) i\hat{q}\tau_j\tau_i + \left(\frac{1}{f_A} - f_A\right)\frac{pq}{m_N}\gamma_{\mu}[\tau_i\,\tau_j]\}u(p). \qquad (9)$$

Если рассмотреть отдельно вклад от векторного тока, то вместе последнего соотношения мы имеем

$$V^{ij}_{\mu}(p,0;p,0) = \lim_{q\to 0} \frac{g}{2pq}\bar{u}(p)\{ i\hat{q}\gamma_{\mu}\gamma_5\tau_i\tau_j - \gamma_{\mu}\gamma_5 i\hat{q}\tau_j\tau_i\}u(p). \qquad (10)$$

Это выражение в точности совпадает с пределом суммы полюсных членов, что и есть содержание теоремы Кролла–Рудермана [11]. Обозначим через $R^{ij}_{\mu}(p_2, q; p_1, k)$ сумму полюсных членов матричного элемента T^{ij}_{μ},

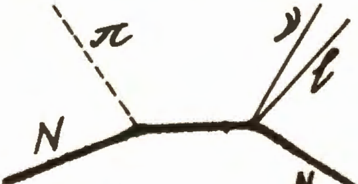

Рис. 1.

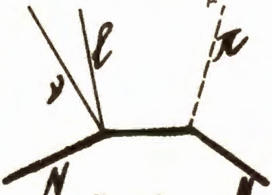

Рис. 2.

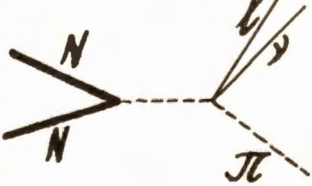

Рис. 3.

Тогда соотношение (9) можно переписать в виде:

$$T^{ij}_{\mu}(p,0;p,0)=R^{ij}_{\mu}(p,0;p,0)+\frac{g}{2m_N}\left(\frac{1}{f_A}-f_A\right)u(p)\gamma_{\mu}[\tau_i;\tau_j]u(p). \qquad (11)$$

Отметим, что матричный элемент диаграммы на рис. 3 стремится к нулю при $k\to 0$ и $q\to 0$. Поэтому мы можем включить его в R^{ij}_{μ}, не вступая в противоречие с теоремой Кролля-Рудермана. С другой стороны, сумма матричных элементов диаграммы на рис. 1 и 2 калибровочно не инвариантна, поэтому для соблюдения калибровочной инвариантности необходимо учесть вклад от диаграммы на рис. 3. Соотношение (11) выполняется для бесконечно малых четырехмерных импульсов q и k. Ввиду того, что масса π -мезона мала, мы можем пользоваться аналогичным приближенным выражением для амплитуды рождения π -мезона у порога:

$$T^{ij}_{\mu}(p_2,q;p_1,k)=R^{ij}_{\mu}(p_2,q;p_1,k)\big|_{\vec{q}\to 0}+$$
$$+\frac{g}{2m_N}\left(\frac{1}{f_A}-f_A\right)\bar{u}(p_2)\gamma_{\mu}[\tau_i,\tau_j]u(p_1). \qquad (12)$$

Оно выполняется с точностью до члена порядка m_{π}/m_N. На основе выражения (12) можно вычислить сечения процессов (I) - (IV) для медленных π -мезонов.

Будем рассматривать подробно частный случай, когда падающие нейтрино и антинейтрино обладают высокой энергией $|\vec{k}_1|\gg m_{\pi}$. Тогда рождение медленных π -мезонов $|\vec{q}|\ll m_{\pi}$ происходит при условии, что импульс $\vec{k}_2$ приблизительно равен $\vec{k}_1$. Как известно /12/, при такой параллельной конфигурации векторный ток не дает вклада.

Выполняя элементарные вычисления, мы получим:

$$\frac{d\sigma_{I}}{dk_2\, d\cos(\vec{k}_1,\vec{k}_2)}\approx\frac{d\sigma_{II}}{dk_2\, d\cos(\vec{k}_1,\vec{k}_2)}\approx \qquad (13)$$
$$\approx\frac{1}{2}\,\frac{d\sigma_{III}}{dk_2\, d\cos(\vec{k}_1,\vec{k}_2)}=\frac{1}{(2\pi)^3}\,\frac{G^2g^2}{m_N^2 f_A}\,q\,k_2^2,$$

где $k_2=|\vec{k}_2|$.

В заключение я выражаю искреннюю благодарность проф. Я.А. Смородинскому и проф. А.Н. Тавхелидзе за интерес к работе и ценные советы.

Литература

1. M.Gell-Mann. Phys.Rev., 125, 1067(1962); Physics 1, 63(1964).
2. S.Fubini, G.Furlan and Rossetti. Nuovo Cim., 43, 161(1966).
3. V.A.Alessandrini, M.A.B.Beg and L.S.Brown. Phys.Rev., 144, 1137(1966).
4. S.Okubo. Nuovo Cim., 41, 586(1966).
5. M.Konuma. Preprint of University of Louvian, 1966.
6. А.И.Вайнштейн, В.В.Соколов, И.Б. Хриплович. Письмо в ЖЭТФ 4, 193 (1966).
7. L.D.Soloviev. Preprint JINR E-2334(1965).
8. V.A.Matveev, B.V.Struminski and A.N.Tavkhelidze. Phys.Lett., 23, 106(1966).
9. A.A.Logunov, L.D.Soloviev and A.N.Tavkhelidze. Preprint JINR E2-3077(1966).
10. M.Gell-Mann and M.Lévy. Nuovo Cim., 16, 705(1960).
11. N.N.Krol and M.A.Ruderman. Phys.Rev., 93, 233(1954).
12. S.Adler. Phys.Rev., 135, 963B(1964).

Рукопись поступила в издательский отдел
6 марта 1967 г.