*Письма в ЖЭТФ*

Т. 9 1969 Вып. 2

# ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ТОК И ЧАСТОТНОЕ СОХРАНЕНИЕ ТЕНЗОРНОГО ТОКА (PCTC)

*Г.С.Ирошников*

В последнее время в работах [1 – 4] было предложено и использовано для решения конкретных задач операторное соотношение, связывающее электромагнитный ток $I_\mu$ с дивергенцией тензорного тока $I_{\mu\nu}$

$$\partial_\nu T_{\nu\mu}(x) = \frac{m}{\sqrt{2}} I_\mu(x) \tag{1}$$

($m$ – масса векторного мезона).

Было указано также на трудности, возникающие при анализе этого соотношения: обращение в нуль электрического заряда [1, 2] и статического взаимодействия векторных мезонов с нуклонами [1, 5] в случае несингулярного поведения величины $\partial_\nu T_{\nu\mu}(x)$ при нулевой передаче импульса. Для преодоления этих трудностей Кроликовским [1] было предложено, что соотношение (1) должно содержать добавочное слагаемое.

Ниже на примере электромагнитного тока барионов $1/2^+$ устанавливается соотношение, свободное от указанных трудностей и обсуждается применимость гипотезы PCTC [2,5 – 7] при малых передачах импульса.

Электрический и магнитный формфакторы (ФФ), определяющие матричный элемент электромагнитного тока $I_\mu(x)$ между одночастичными состояниями барионов $A$ и $B$

$$\langle B|\,I_\mu(0)\,|A\rangle = (1-x)^{-1}\bar{u}(p_B)\left\{\frac{q_\mu}{2M}G_e(k^2) + r_\mu G_m(k^2)\right\}\frac{u(p_A)}{(2\pi)^3}, \tag{2}$$

где

$$k = p_B - p_A, \quad q = p_B + p_A, \quad x = \frac{k^2}{4M^2} \text{ и } r_\mu = \frac{1}{4M}(\hat{q}\hat{k}\gamma_\mu - \gamma_\mu\hat{k}\hat{q}),$$

в силу условия нормировки всегда могут быть представлены в виде

$$G(k^2) = G(0) + k^2 f(k^2) \tag{3}$$

если функция $f(k^2)$ регулярна в окрестности нуля.

Поскольку матричный элемент дивергенции тензорного тока имеет вид

$$<B|\partial_\nu T_{\mu\nu}(0)|A> = (1-x)^{-1}\bar{u}(p_B)\ \frac{q_\mu}{2M}k^2G_1(k^2)+r_\mu k^2G_2(k^2)\ \frac{u(p_A)}{(2\pi)^3}, \quad (4)$$

где функции $G_1$ и $G_2$ – саксовские ФФ тензорного тока, определяемые выражением

$$< B|\, T_{\nu\mu}(0)\,|A> = i(1-x)^{-1}\bar{u}(p_B)\ \frac{(q_\nu k_\mu - q_\mu k_\nu)}{2M}\ G_1(k^2) +$$

$$+(r_\nu k_\mu - k_\nu r_\mu)G_2(k^2) + [r_\nu, r_\mu]G_3(k^2)\ \frac{u(p_A)}{(2\pi)^3}, \quad (5)$$

матричный элемент тока $I_\mu$ всегда можно связать с матричным элементом некоторого тензорного тока, что в терминах ФФ означает:

$$G_{e,m}(k^2) = G_{e,m}(0) + c\,k^2G_{1,2}(k^2), \quad (6)$$

где $c$ – константа. В операторной записи из формул (2), (4) и (6) имеем (заряд $e$ удобно положить равным единице)

$$I_\mu(x) = j_\mu(x) + c\,\partial_\nu T_{\nu\mu}(x), \quad (7)$$

где ток свободных частиц $j_\mu(x)$ содержит полный магнитный момент бариона в соответствие с нормировкой магнитного ФФ

$$j_\mu(x) = \frac{1}{2}[\bar{\psi}_{in}(x)\gamma_\mu,\ \psi_{in}(x)] + \frac{\mu_{an}}{2}\partial_\nu[\bar{\psi}_{in}(x)\sigma_{\nu\mu},\ \psi_{in}(x)] \quad (8)$$

(для определенности в качестве свободного поля мы взяли *in*-поле). Хотя уравнение (7) получено с использованием лишь одночастичных состояний мы предположим, что оно справедливо и для многочастичных состояний, поскольку для недиагональных матричных элементов оно совпадает с равенством (1), которое дает разумные результаты для таких состояний [3, 4].

Для нахождения константы $c^s$ ($s$ – унитарный индекс), с которой дивергенция тензорного тока входит в уравнение (7) для электромагнитного тока $I_\mu = I^3_\mu + \frac{1}{\sqrt{3}}I^8_\mu$, возьмем матричный элемент между состояниями векторного мезона и вакуума

$$< V^s|\, I^s_\mu(x)\,|0> = c^s < V^s\,|\,\partial_\nu T_{\nu\mu}(x)\,|\,0>. \quad (9)$$

На массовой поверхности мезона соотношение РСТС [2, 5 – 7] выполняется точно

$$\partial_\nu T^s_{\nu\mu}(x) = \frac{f_\pi}{\sqrt{2}} m_s^2 \phi^s_\mu(x), \tag{10}$$

где $f_\pi = \sqrt{2} M g_A / g_{\pi NN}$; $\phi^s_\mu(x)$ – поле векторного мезона. С другой стороны на массовой поверхности по определению имеем [8]

$$\langle V^s | I^s_\mu(x) | 0 \rangle = -\frac{m_s^2}{2\gamma_{V^s}} \phi^s_\mu(x). \tag{11}$$

Сравнивая выражения (9), (10) и (11), находим константу $c^s$

$$c^s = -\frac{1}{\sqrt{2} f_\pi \gamma_{V^s}}. \tag{12}$$

Эту величину можно упростить, если использовать соотношение Кавабаяси – Судзуки [9], тогда имеем: $|c^s| \approx \sqrt{2}/m_s$.

Уравнение (7) налагает определенные ограничения на ФФ тензорного тока $G_1$ и $G_2$: 1) они должны быть связаны друг с другом соотношением

$$G_1^p(k^2) = \frac{G_2^p(k^2)}{\mu_p} = \frac{G_2^n(k^2)}{\mu_n}, \tag{13}$$

которое является следствием хорошо известного соотношения для нуклонных ФФ [10]; 2) из дисперсионных соотношений для барионных ФФ, записанных с одним вычитанием следует, что для $G_1$ и $G_2$ справедливы дисперсионные соотношения без вычитания.

Уравнение (7) приводит также к отличию в аналитическом продолжении соотношений РСАС [11] и РСТС в область малых $k^2$. Если для первого такое продолжение является, по-видимому, удовлетворительным, то для второго имеем иную ситуацию. Матричный элемент дивергенции (4) обращается в нуль при $k^2 \to 0$, поэтому при малых $k^2$ в рамках модели векторной доминантности получаем другое выражение

$$\partial_\nu T^s_{\nu\mu}(x) = \frac{f_\pi}{\sqrt{2}} m_s^2 \phi^s_\mu(x) + \sqrt{2} f_\pi \gamma_{V^s} I^s_\mu(x), \tag{14}$$

которое при $k^2 \to m_s^2$ переходит в обычное соотношение РСТС, поскольку только члены с $\phi_\mu$ и дивергенцией имеют сингулярность вблизи массы векторного мезона.

Окончательно, выражение для электромагнитного тока барионов $1/2^+$ $I_\mu = I_\mu^3 + \frac{1}{\sqrt{3}} I_\mu^8$ имеем вид

$$I_\mu^s(x) = j_\mu^s(x) + c^s \partial_\nu T_{\nu\mu}^s(x) = \frac{1}{2}\Big\{ if_{slm}[\bar\psi_{in}^{\ell}(x)\gamma_\mu, \psi_{in}^m(x)] +$$

$$+ \mu_n(if_{s\ell m} + \frac{3}{2} d_{s\ell m}) \partial_\nu[\bar\psi_{in}^{\ell}(x)\sigma_{\nu\mu}, \psi_{in}(x)]\Big\} + c^s \partial_\nu T_{\nu\mu}^s(x), \qquad (15)$$

где величины $d_{s\ell m}$ и $f_{s\ell m}$ – симметричный и антисимметричный тензоры, связанные с группой $SU(3)$; кроме того, учтено, что

$$\mu^F = \frac{2}{3}\mu^D = -\mu_n .$$

Поскольку сохраняющийся электромагнитный ток является суммой токов всех адронов, в формулу (15), строго говоря, должны быть добавлены свободные токи всех других сильно взаимодействующих частиц.

В заключение автор выражает свою благодарность В.Д.Муру и Ю.П.Никитину за обсуждение результатов.

Московский
инженерно-физический институт

Поступило в редакцию
9 декабря 1968 г.

## Литература

[1] W. Królikowski. Nucl. Phys., 87, 650, 1967.

[2] M. Ademollo, R. Gatto, G. Longhi, G. Veneziano. Phys. Lett., 22, 521, 1967.

[3] L. Maiani, G. Preparata. Nuovo Cim., 48, 550, 1967.

[4] A. Baracca. Nuovo Cim., 50A, 1010, 1967; 51A, 560, 1967; A. Baracca, A. Bramón, A. Tiemblo. Nuovo Cim., 50A, 1007, 1967.

[5] S. Fubini, G. Segré, I. D. Walecka. Ann. of Phys., 39, 381, 1966.

[6] W. Królikowski. Nuovo Cim., 42A, 435, 1966; R. F. Dashen, M. Gell-Mann. Coral Gables Conference, 1966.

[7] G. Costa, C. A. Savoy, A. H. Zimmerman. Nuovo Cim., 47, 319, 1967.

[8] M. Gell-Mann. Phys. Rev., 125, 1067, 1962.

[9] K. Kawarabayashi, M. Suzuki. Phys. Rev. Lett., 16, 255 and 384, 1966.

[10] P. G. O. Freund, R. Oehme. Phys. Rev. Lett., 14, 1085, 1965; Н.Н.Боголюбов, Б.В.Струминский, А.Н.Тавхелидзе. Препринт ОИЯИ Д–1968, 1965; Н.Н.Боголюбов, Нгуен Ван Хьеу, Струминский. Препринт ОИЯИ, Д–2075, 1965; H. Kleinert. Phys. Rev., 163, 1807, 1967; A. O. Barut, D. Corrigan, H. Kleinert. Phys. Rev. Lett., 20, 167, 1968.

[11] M. Gell-Mann, M. Levy. Nuovo Cim., 16, 560, 1960.