ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЕ π- МЕЗОНОВ И АКСИАЛЬНЫЙ ТОК

А.И.Вайнштейн, В.В.Соколов, И.Б.Хриплович

С помощью алгебры одновременных коммутаторов в настоящей заметке получено обобщение теоремы Кролла-Рудермана [1] на случай электророждения π- мезонов при передачах импульса $\sim\mu^2$.

Амплитуду рождения π^+- мезона на протоне виртуальным γ- квантом можно представить в виде

$$T_\mu = i\int dx e^{iqx}(\Box-\mu^2)\langle p'|\theta(x_0)[j_\mu(0),\ \varphi(x)]|p\rangle. \qquad (1)$$

Здесь j_μ - электромагнитный ток, φ - оператор мезонного поля, p, p', q - импульсы протона, нейтрона и мезона соответственно.

При $q^2=\mu^2$ в (1) без каких-либо приближений можно заменить $\varphi(x)$ дивергенцией аксиального тока $c\partial_\nu a_\nu(x)$ $\left(c=-\frac{g_r K(0)}{\sqrt{2}m\mu^2 g_A}\right)$, имеющей π - мезонный полюс. Интегрируя далее (1) по частям, получим выражение

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

которое при $q\to 0$ переходит в

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

Одновременный коммутатор в (3) примем [2] равным $a_\mu(0)$. (Непротиворечивость локальных перестановочных соотношений обсуждается в работе Соколова и Хрипловича [3]). Таким образом, при $q=0$ амплитуда рассматриваемого процесса связана с матричным элементом аксиального тока, который после выделения π-мезонного полюсаа можно представить в виде [4]

$$\langle p'|a_\mu(0)|p\rangle = g_A\left\{h(k^2)g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{k^2}\left[h(k^2) + \right.\right.$$
$$\left.\left. + \frac{\mu^2}{k^2-\mu^2}\frac{K(k^2)}{K(0)}\right]\right\}\bar{u}(p')\gamma_5\gamma_\nu u(p) = \frac{1}{ic\mu^2}\tilde{T}_\mu, \qquad (4)$$

где $K(k^2)$ - медленно меняющаяся функция.

Следует указать, что первое слагаемое в (2) равно нулю при $q^2=\mu^2$. Однако при продолжении с массовой поверхности его необходимо учитывать, чтобы продольная часть T_μ совпадала с вычисленной по соответствующему тождеству Уорда [5].

Сравним (4) с вкладом в $\tilde{T}_\mu$ однонуклонных и одномезонного состояний при $q\to 0$. Независимо от способа перехода к пределу получаем

$$\frac{1}{ic\mu^2}\tilde{T}_\mu^n = g_A\left[\mathcal{F}_1^V(k^2)g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{k^2-\mu^2}\,\frac{\mathcal{F}_\pi(k^2,0)}{K(0)}\right]\bar{u}(p')\gamma_5\gamma_\nu u(p). \quad (5)$$

Мы опустили член, пропорциональный малому изоскалярному магнитному формфактору. Он имеет неправильную G - четность и должен сокращаться с вкладом неполюсных диаграмм. В (5) $\mathcal{F}_1^V(k^2)$ - изовекторный электрический формфактор, а $\mathcal{F}_\pi(k^2,0)$ - формфактор π - мезона при $q^2=0$.

При $|k^2|\sim\mu^2$ можно учитывать лишь наиболее резкую зависимость от k^2, даваемую π - мезонным полюсом. Полагая тогда $k(k^2)\approx\frac{K(k^2)}{K(0)}\approx\frac{\mathcal{F}_\pi(k^2,0)}{K(0)}\approx\approx\mathcal{F}_1^V(k^2)\approx 1$, видим, что (4) и (5) совпадают. Поскольку при $q\to 0$ во второе слагаемое в $\tilde{T}_\mu$ дают вклад лишь полюсные члены, заключаем, что неполюсная часть амплитуды электророждения в этой точке мала. Можно ожидать, что эта часть амплитуды мало изменится при переходе к $q_0=\mu$, $\vec{q}=0$. В таком случае и на пороге рождения пиона амплитуда по-прежнему будет описываться в основном полюсными диаграммами. Это утверждение обобщает известную низкоэнергетическую теорему Кролла-Рудермана на процесс электророждения пиона в области передач импульса $\sim\mu^2$. Отличие состоит в необходимости учета в данном случае диаграммы с π - мезонным полюсом. На пороге эта диаграмма описывает взаимодействие только с временными квантами, которые отсутствуют в процессе фоторождения.

Интересно заметить, что справедливость теоремы Кролла-Рудермана видна просто из того, что все поперечные коварианты, через которые выражается амплитуда фоторождения [6]: $\gamma_5\sigma_{\mu\nu}k_\nu$,

$\gamma_5[P_\mu(qk)-q_\mu(Pk)]$, $\gamma_5[\gamma_\mu(qk)-q_\mu\hat{k}]$, $2\gamma_5[\gamma_\mu(Pk)-P_\mu\hat{k}]-$ $-m\gamma_5\sigma_{\mu\nu}k_\nu$ $\left(P=\frac{1}{2}(p+p')\right)$, обращаются в нуль при $k=0$. Поэтому ненулевой вклад дают лишь полюсные диаграммы, содержащие характерные инфракрасные множители $1/2(pk)$ и т.п.

В заключение укажем, что предположение о слабом изменении функций $h(k^2)$ и $K(k^2)$ позволяет вычислить константу эффективного псевдоскаляра в μ- захвате. Передача импульса в этом случае равна $k^2=-0{,}52\mu^2$. Искомая константа может быть записана следующим образом:

$$g_P=g_A\frac{2mm_\mu}{k^2}\left[h(k^2)+\frac{\mu^2}{k^2-\mu^2}\frac{K(k^2)}{K(0)}\right] \tag{6}$$

(m_μ - масса μ- мезона). Полагая снова $h(k^2)\approx\frac{K(k^2)}{K(0)}\approx 1$, находим

$$g_P=-6{,}7g_A. \tag{7}$$

Оценки, приводящие к близкому результату [7], широко известны. Мы хотели бы, однако, подчеркнуть, что полученное значение верно не только по порядку величины. Учет изменения $K(k^2)$ с помощью линейной экстраполяции $(K(0)=0{,}87,\ K(\mu^2)=1)$ приводит к значению $-7{,}5g_A$. Таким образом, истинное значение g_P вряд ли может отличаться от (7) более чем на 10-15%.

Авторы признательны В.Г.Зелевинскому за обсуждение вопросов, связанных с эффективным псевдоскаляром.

Новосибирский государственный
университет

Поступило в редакцию
4 июня 1966 г.

Литература

[1] N.M.Kroll, M.A.Ruderman. Phys.Rev., 93, 233, 1954.

[2] S.Okubo. Nuovo Cim., 41, 586, 1966.

[3] В.В.Соколов, И.Б.Хриплович. ЖЭТФ, 51, вып.9, 1966.

[4] Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, 39, 703, 1960.

[5] Е.С.Фрадкин. ЖЭТФ, 29, 258, 1955.

[6] G.F.Chew, M.L.Goldberger, F.E.Low, Y.Nambu. Phys.Rev., 106, 1345, 1957.

[7] M.L.Goldberger, S.B.Treiman. Phys.Rev., III, 354, 1958.

РАССЕЯНИЕ КИЛОВОЛЬТНЫХ НЕЙТРОНОВ СВИНЦОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ НЕЙТРОНА

Ю.А.Александров, Г.С.Самосват, Ж.Сэрээтэр, Цой Ген Сор

Экспериментальное определение коэффициентов поляризуемости нуклонов дает очень полезную информацию, связанную с их внутренней структурой. В работе Гольданского и др. [I] получено значение коэффициента электрической поляризуемости протона $\alpha_p = (0,9 \pm 0,4) \times 10^{-42}$ см^3. Измерение соответствующей величины α_n для нейтрона до сих пор не сделано. Трудности, возникающие на этом пути, настолько значительны, что пока речь может идти лишь об ее экспериментальных оценках. Такие оценки делались в ряде работ [2-6] . До недавнего времени наилучшей была оценка $\alpha_n < 20 \cdot 10^{-42}$ см^3 [4] , полученная в результате анализа данных по рассеянию нейтронов с энергиями выше 50 кэв. В работе Александрова и др. [6] были проведены предварительные результаты по рассеянию на свинце при более низких энергиях нейтронов до 7,5 кэв. Они указывали на возможность существенно снизить оценку, полученную в работе Талера [4] . В настоящей заметке приводятся результаты аналогичных более тщательных опытов.

В процессе рассеяния электрическая поляризуемость может проявляться в том, что к чисто ядерному взаимодействию добавляется взаимодействие наведенного у нейтрона электрического дипольного момента $\vec{p} = \alpha_n \vec{E}$ с кулоновским полем ядра $\vec{E}$. Это взаимодействие описывается потенциалом вида $\alpha_n Z^2 e^2 / 2r^4$, где Z - атомный номер ядра, e - заряд электрона. Амплитуда соответствующего "поляризационного" рассеяния, рассчитанная в борновском приближении [7] , при разумных значениях α_n оказывается много меньше ядерной, и на опыте ищется эффект интерференции "поляризационного" рассеяния с ядерным потенциальным рассеянием.