Письма в ЖЭТФ, том 41, вып. 4, стр. 162 –164 *25 февраля 1985 г.*

ПИОН-БАРИОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СОЛИТОННОЙ КИРАЛЬНОЙ МОДЕЛИ МЕШКОВ

М.М.Мусаханов

Показано, что p-волновые пионы взаимодействуют с нуклоном на поверхности его кваркового остова, который может в данной модели иметь размеры много меньше зарядового радиуса протона.

Среднеквадратичные зарядовый радиус протона r_p и барионный радиус нуклона r_B порядка 0,7 Ф, что соответствует в модели мешков радиусу мешка нуклона порядка 1 Ф. В киральной модели мешков [1] поверхность мешка является источником пионов и такая большая величина радиуса мешка приводит к трудностям в описании, к примеру, свойств двухнуклонной системы, которые скорее указывают на радиус порядка 0,5 Ф [2].

Возникшее противоречие можно разрешить в солитонной киральной модели мешков [3], в которой кварковый остов ($R \sim 0{,}5$ Ф) окружен топологически – нетривиальной конфигурацией классического пионного поля – киральным солитоном, несущим часть зарядового и барионного распределения нуклона, так, что $r_p \sim r_B \sim 0{,}7$ Ф, а источником пионов по-прежнему является поверхность мешка. Это утверждение составляет основной результат данной работы. Отправным пунктом является лагранжиан киральной модели мешков (без учета глюонов), который имеет вид:

$$\mathcal{L} = \theta_R(x)\left[\frac{i}{2}\;\bar{\psi}\,\gamma\cdot\overleftrightarrow{\partial}\psi - B\right] + \frac{1}{2}\,\bar{\psi}\,U\,\psi\,\delta_s(x) + (1-\theta_R(x))\mathrm{Sp}\;\{+\frac{f^2}{16}L_\mu L_\mu + \\ + \frac{1}{128e^2}\,[L_\mu\,,L_\nu\,]^2\}\;, \qquad (1)$$

$$L_\mu = U^+ \partial_\mu U, \qquad U = \exp(i\gamma_5 \vec{\tau}\vec{\Phi}), \qquad \frac{1}{2}\vec{\Phi} = \vec{\varphi}/2f.$$

Здесь $\theta_R(x) = \begin{cases} 1 \text{ внутри мешка,} \\ 0 \text{ вне мешка,} \end{cases}$ $\partial_\mu \theta_R = -n_\mu \delta_s(x)$, $f = f_{\pi\to\mu\nu} = 93$ МэВ, ψ – кварковое, φ – пионное поля, B – внешнее давление.

Отметим, что помимо кинетического члена киральный лагранжиан содержит также скирмовский член [4], необходимый для стабилизации кирального солитона при малых значениях радиуса мешка $(2fR \ll 1)$.

Статическое солитонное решение U_0 имеет вид [4]

$$U_0(\mathbf{r}) = \exp(i\gamma_5 \vec{\tau}\mathbf{n}\,\theta(r)) \qquad (\mathbf{n} = \mathbf{r}/r), \tag{2}$$

а волновые функции кварков ψ_0 в таком внешнем поле U_0 являются собственными состояниями операторов K^2 и K_3, где $\mathbf{K} = \mathbf{J} + \mathbf{T}$ (J – полный угловой момент, T – изоспин)[5].

Замечательной особенностью данной модели является переход в модель Скирма – Виттена для барионов в пределе $R \to 0$, когда $\theta \to \pi$. Решающим фактором для этого является учет эффектов поляризации кваркового вакуума полем солитона U_0 [5].

Эти явления тесно связаны с эффектом перетекания аксиального заряда из мешка во внешнюю область при $R \to 0$, который является следствием непрерывности аксиального тока на поверхности мешка:

$$n_\mu J_\mu^{A,i}(\psi) = n_\mu J_\mu^{A,i}(U). \tag{3}$$

Для построения барионов с определенным спином и изоспином в модели Скирма – Виттена необходимо закрутить статический солитон:

$$U(\mathbf{r},t) = A^+(t)\,U_0(\mathbf{r})\,A(t) = \exp(i\gamma_5 \vec{\tau}\mathbf{t}\theta) \tag{4}$$

$A = a_0 + i\mathbf{a}\vec{\tau}$, $a_0^2 + \mathbf{a}^2 = 1$, проквантовав затем это коллективное движение [4].

Легко убедиться, что $t_i = R_{ij} n_j$, где

$$R_{ij} = (1 - 2\mathbf{a}^2)\delta_{ij} + 2a_i a_j + 2a_0 \epsilon_{ijk} a_k. \tag{5}$$

При $R \neq 0$ полезно преобразовать кварковое поле

$$\psi = A\,\psi'. \tag{6}$$

При этом граничное условие для полей ψ_0 и ψ' совпадают, но в лагранжиане появляется взаимодействие кварков ψ' с коллективными степенями свободы A:

$$\mathcal{L}_{\text{вз}}(\psi', A) = \psi'^+ \tau_i \psi' \frac{1}{2\lambda} S_i, \tag{7}$$

где $S_i = \dfrac{1}{2}(a_i \pi_0 - a_0 \pi_i - \epsilon_{ijk}\pi_k)$, S_i – оператор спина, а $\pi = \dfrac{1}{4\lambda}\dot{a}$. Параметр λ входит в гамильтониан вращения солитона

$$H_r = \frac{1}{8\lambda}\sum_\mu \pi_\mu^2. \tag{8}$$

С учетом того, что взаимодействие (7) дает вклад в массу бариона только во втором порядке теории возмущения, получаем, что $\dfrac{3}{2\lambda} = m_\Delta - m_N$. Если пренебречь в волновой функции ψ' поправками порядка $\dfrac{m_\Delta - m_N}{m_N}$, то $\psi' \simeq \psi_0$, а волновые функции барионов являются собственными состояниями гамильтониана (8).

Рассмотрим теперь взаимодействие пионов с барионами. Пионы $\vec{\varphi}$ являются флуктуациями солитона $U\,(U \to U^L)$:

$$U^L = LU, \quad L = 1 + i\gamma_5 \vec{\tau}(\vec{\varphi} - \langle\vec{\varphi}\rangle) f^{-1} + \ldots \,. \tag{9}$$

Здесь учтено, что при $r \to \infty$

$$U = 1 + i\gamma_5 \vec{\tau} \langle \vec{\varphi} \rangle f^{-1} + \ldots \,, \tag{10}$$

где $\langle\vec{\varphi}\rangle = 3g_A (8\pi f)^{-1}\, \mathbf{t}\, r^{-2}$ (g_A – аксиальный заряд нуклона).

С учетом уравнений движения и граничных условий для U и ψ находим, что линейный по $\vec{\varphi}$ лагранжиан взаимодействия $\mathcal{L}_{\text{вз}}(\varphi)$ имеет вид (с точностью до членов $\sim (m_\Delta - m_N) m_N^{-1}$):

$$\mathcal{L}_{\text{вз}}(\varphi) = \delta(r-R) \frac{d\langle\vec{\varphi}\rangle}{dr} \vec{\varphi}. \tag{11}$$

В итоге

$$\mathcal{L}_{\text{вз}}(\varphi) = -\,\delta(r-R)\, 3g_A (4\pi f R^3)^{-1} R_{ij} \varphi_i n_j, \tag{12}$$

где, к примеру [4]

$$\langle N' | R_{ij} | N \rangle = -\frac{1}{3} \langle N' | \sigma_j \tau_i | N \rangle. \tag{13}$$

Подстановка волновых функций пионов с учетом непроницаемости для них мешка [1] в (12) и последующее интегрирование приводит к формуле

$$\begin{aligned} \int \mathcal{L}_{\text{вз}}(\varphi)\, d^4x = {} & 2\pi\delta(E_i - E_f) 3g_A (2f)^{-1} R_{ij} k_j \,\cdot \\ & \cdot \left[\theta_1(kR) P_{k,0,i} (2\pi)^{-3/2} (2\omega_k)^{-1/2} + \text{э. с.} \right], \end{aligned} \tag{14}$$

где $\theta_1(x) = e^{-ix}(1 - ix - 0{,}5\,x^2)^{-1}$, $P_{k,0,i}$ – оператор уничтожения p-волнового пиона (k – модуль импульса, i – изотопический индекс). Квадратичное по φ взаимодействие происходит во внешней, солитонной области и имеет вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{вз}}(\varphi^2) = {} & (1 - \theta_R(x)) \frac{1}{4} \left[\sin^2\theta + \frac{1}{e^2 f^2} \left(\theta'^2 + \frac{\sin^2\theta}{r^2} \right) \right] \cdot \\ & \cdot [\mathbf{t} \times \partial_\mu \mathbf{t}] \cdot [\vec{\varphi} \times \partial_\mu \vec{\varphi}] = (1 - \theta_R(x)) \frac{1}{2f^2} J_\mu^{v,i}(U) J_\mu^{v,i}(\varphi). \end{aligned} \tag{15}$$

Формулы (14) и (15) являются основными результатами данной работы.

Можно отметить, что отсутствие надежных данных по πNN формфактору [2] не позволяет сделать однозначного вывода о радиусе кваркового мешка нуклона.

Литература

1. *Brown G.E., Rho M., Vento V.* Phys. Lett., 1979, **B84**, 383; *Jaffe R.L.*, Phys. Rev., 1980, **D21**, 3215; *Мусаханов М.М.* ЯФ, 1981, **34**, 1123.
2. *Erickson T.E.O.* Preprint CERN, 1984, TH 38-12.
3. *Brown G.E., Jackson A.D., Rho M., Vento V.* Phys. Lett., 1984, **140B**, 285.
4. *Adkins G.S., Nappi C.R., Witten E.* Nucl. Phys., 1983, **B228**, 522.
5. *Goldstone Y., Jaffe R.L.* Phys. Rev. Lett., 1983, **51**, 1518; *Vepstas L., Jackson A.D., Goldhaber A.S.* Phys. Lett., 1984, **140B**, 280.

Поступила в редакцию
2 января 1985 г

Ташкентский государственный университет