

Письма в ЖЭТФ, том 19, вып. 6, стр. 400 – 404 20 марта 1974 г.

КВАРКОВАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ТОКОВ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АДРОНОВ

B.Ф.Душенко, A.П.Кобушкин, Ю.М.Синюков

Получено описание упругого eN и неупругого $e + p \rightarrow e + \Delta^+(1236)$ рассеяния в рамках релятивистской осцилляторной модели кварков с условием Маркова – Юкавы;

В работе [1] было использовано представление, что относительные координаты ξ -кварков, взаимодействующих посредством четырехмерного осцилляторного потенциала, находятся на гиперповерхности $\xi, p = 0$ (условия Маркова – Юкавы), связанной с движущимся адроном. Матричный элемент электромагнитного тока адронов в таком подходе имеет вид [2]

$$\begin{aligned} < p'_\mu | J^\nu | J_\mu(0) | p, J, \lambda > = & \sum_{i=1}^3 (L_0/L^2)^2 \int \delta(\sum_{\nu=1}^3 l^{(\nu)} - p) \delta(\sum_{\nu=1}^3 l'^{(\nu)} - p') \times \\ & \times \prod_{j \neq i} \delta[(l^{(j)} - p/3)p] \delta[(l'^{(j)} - p'/3)p'] \delta(l^{(j)} - l'^{(j)} - a^{(j)} \mathbf{L}) \times \\ & \times \bar{\psi}'(l'^{(1)}, l'^{(2)}, l'^{(3)}, J', \lambda') \overset{\bullet}{Q}^{(i)} \Gamma_\mu^{(i)} \psi(l^{(1)}, l^{(2)}, l^{(3)}, J, \lambda) \times \\ & \times \prod_{i=1}^3 d l^{(i)} d l'^{(i)} \quad (1) \end{aligned}$$

где m , M , p , p' – соответственно массы и импульсы начального и конечного состояний; $l^{(i)}$ и $l'^{(i)}$ – импульсы кварков в начальном и конечном состояниях; J , J' – спина и λ , λ' – спиральности начального и конечного адронных состояний; $\hat{Q}^{(i)}$ – оператор заряда i -кварка.

$$L = \sum_{i=1}^3 \frac{l'^{(i)} + l^{(i)}}{2}, \quad \alpha^{(i)} = \frac{L(l^{(i)} - l'^{(i)})}{L^2}. \quad (2)$$

В работе [1] оператор $\Gamma_\mu^{(i)}$ в (1) был выбран в виде $\Gamma_\mu^{(i)} = \gamma_\mu^{(i)}$. В этом случае электромагнитные формфакторы нуклонов находились в удовлетворительном согласии с экспериментом в широкой области q^2 . Отношение магнитных моментов $\mu_p/\mu_N = -3/2$. Однако, полученное абсолютное значение μ_p оказалось почти в три раза меньше экспериментального.

Указанная трудность может быть преодолена, если вершинный оператор $\Gamma_\mu^{(i)}$ взаимодействия кварка с фотоном выбрать в виде:

$$\Gamma_\mu^{(i)} = \hat{l}'^{(i)} \gamma_\mu^{(i)} + \gamma_\mu^{(i)} \hat{l}^{(i)}. \quad (3)$$

Этот оператор следует из уравнения для связанных состояний системы трех кварков в первом порядке по константе связи при включении электромагнитного поля по принципу минимальности. Уравнение имеет вид [3]

$$\{\hat{\partial}^{(1)}\}^2 + \{\hat{\partial}^{(2)}\}^2 + \{\hat{\partial}^{(3)}\}^2 - U\psi(l^{(1)}, l^{(2)}, l^{(3)}) = 0. \quad (4)$$

Потенциал U , как и в предыдущей работе, представлен суммой трех двухчастичных потенциалов осцилляторного типа. Уравнение (4) с таким потенциалом дает для спектра масс адронов $M^2 = m_0^2 + N\Omega$, где N – общее число возбуждений осциллятора с частотой Ω . В такой модели спектр масс частиц является существенно вырожденным [4–6]. Поэтому также, как в работе [6], параметр Ω при описании реальных частиц будем считать подгоночным.

Использование условий Маркова – Юкавы в условии нормировки

$$\int \bar{\psi} \psi \delta[p - \sum_{i=1}^3 l^{(i)}] \delta[(l^{(1)} - p/3)p] \delta[(l^{(2)} - p/3)p] dl^{(1)} dl^{(2)} dl^{(3)}$$

снимает бесконечное вырождение адронного спектра, следующего из (4) (см. подробнее [7]).

1. Упругие формфакторы нуклона ($N\gamma N$ – вершина). Волновые функции в осцилляторной релятивистской модели кварков сконструированы, например, в приложении к работе [4]. Как и ранее, будем предполагать, что координатная часть волновой функции нуклона является основным состоянием уравнения (4) [1].

Используя параметризацию электромагнитной вершины, данную в работе [8] для нуклона в системе Брейта, получим:

$$\left\langle \frac{1}{2}; \frac{1}{2} | J_o | \frac{1}{2}; -\frac{1}{2} \right\rangle = G_E, \quad$$

$$\left\langle \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} | J_z | \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle = -\sqrt{2} \frac{q}{2m} G_M ,$$

где $J_{\pm} = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (J_1 \pm i J_2)$. Из (1) следует

$$G_E^p(q^2) = \frac{G_M^p(q^2)}{\mu_p} = \frac{G_M^N(q^2)}{\mu_N} = G(q^2). \quad G_E^N = 0 , \quad (5)$$

причем, $\mu_p = 3$, $\mu_N = -2$.

Таким образом, используя вершину (3), действительно получаем магнитный момент протона, близкий к экспериментально наблюдаемому. $G(q^2)$, полученный впервые в работе [1], сравнивался с экспериментом при Ω , равном наклону редже-траекторий $\Omega \approx 1 (\text{Гэв}/c)^2$. Ввиду сказанного выше, в настоящей работе мы не связываем себя этим условием, и, выбирая Ω единым для описания основного $SU(6)$ -мультиплета, принимая его равным $0,78 \text{ Гэв}^2/c^2$. Результаты сравнения с экспериментом приведены на рис. 1.

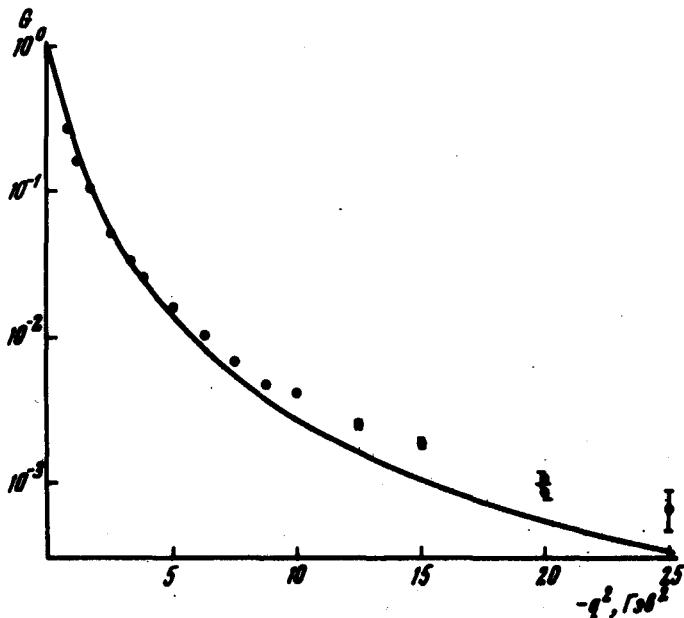


Рис. 1. Сравнение теоретического формфактора $G(q^2)$ с экспериментальным G_M^R/μ_p [9]

2. Рассмотрим процесс рождения изобары $e + p \rightarrow e + \Delta^+(1236)$. В предположении однофотонного обмена, $N\gamma\Delta^+$ вершину (см. рис. 2), следуя [8], параметризуем следующим образом:

$$\left\langle \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} | J_0 | \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle = -\frac{1}{\sqrt{10}} Q_2 .$$

$$\left\langle \frac{3}{2}, \frac{1}{2} | J_+ | + \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle = \frac{1}{2\sqrt{3}} M_1 - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{5}} E_2,$$

$$\left\langle \frac{3}{2}, \frac{3}{2} | J_- | - \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle = \frac{1}{2} M_1 + \frac{1}{2\sqrt{3}} E_2.$$

где $J_{\pm} = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (J_1 \mp J_2)$.

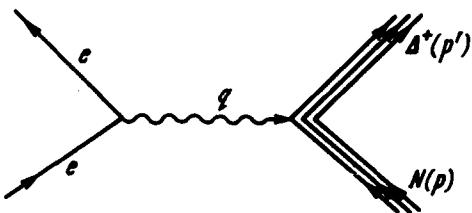


Рис. 2. Диаграмма однофотонного обмена для электророждения резонанса $\Delta^+(1236)$

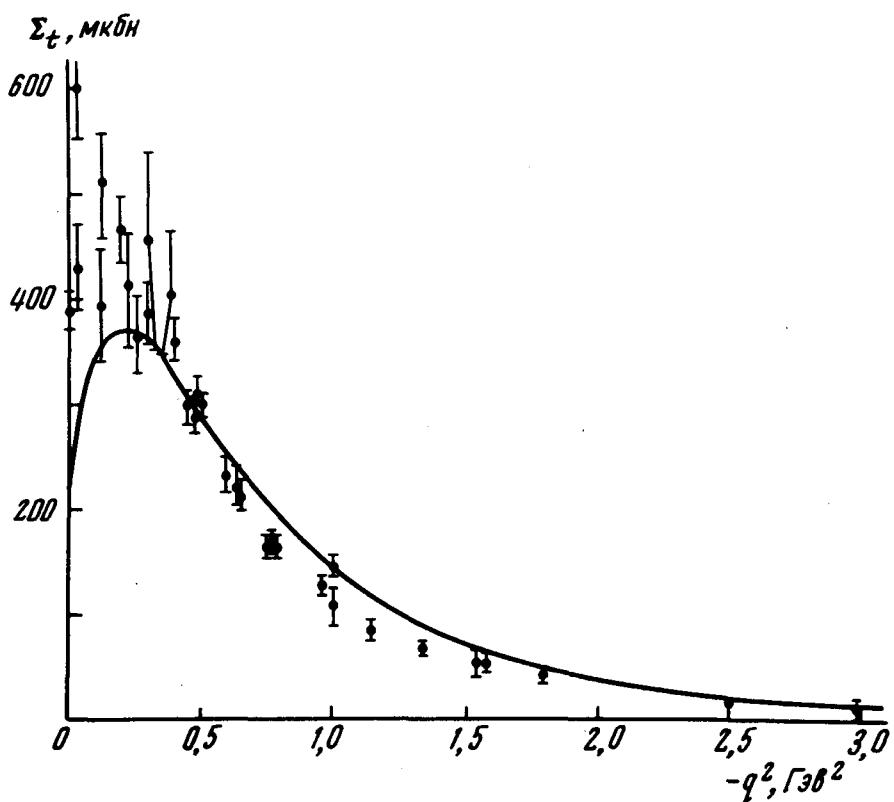


Рис. 3. Сравнение теоретического значения $\Sigma_t(q^2)$ с экспериментальными данными [10, 11]

В осцилляторной модели кварков продольные и поперечные электрические компоненты тока $Q_2 = E_2 = 0$; учитывая это, получим для стандартного поперечного сечения электророждения при $W^2 \equiv (p+q)^2 = M_\Delta^2$ [8]

$$\Sigma_t = \frac{4\pi\alpha}{3\Gamma k} M_1^2. \quad (6)$$

где Γ – полная ширина $\Delta^+(1236)$, α – постоянная тонкой структуры; $k = (M_\Delta^2 - m^2) / 2m$.

Вычисление матричного элемента (1) с волновыми функциями ψ_p и ψ_{Δ^+} дает возможность получить величину стандартного сечения электророждения $\Sigma_t(q^2)$. На рис. 3 приведено сравнение $\Sigma_t(q^2)$ при значении $\Omega = 0,78 (\Gamma_{\text{эв}}/c)^2$ с экспериментальными данными. Как видно из рисунка, удовлетворительное согласие с экспериментом нарушается в узкой области $0 < -q^2 < 0,1 (\Gamma_{\text{эв}}/c)^2$. Нам представляется, что указанное расхождение при малых q^2 связано с нарушением осцилляторного взаимодействия между кварками, разделенными большим пространственно-временным интервалом.

В заключение авторы считают своим долгом поблагодарить проф. В.П.Шелеста за постоянный интерес к работе и полезные дискуссии.

Институт теоретической физики
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
13 февраля 1974 г.

Литература

- [1] V.F.Dushenko, A.P.Kobushkin, Yu. M.Sinjukov. Lett.; Nuovo Cim., 8, 1, 1973.
- [2] V.P.Shelest. Preprints ITP-67-51, ITP-67-54, 1967.
- [3] П.Н.Боголюбов. ЭЧАЯ, 3, 144, 1973.
- [4] В.А.Матвеев, Р.И.Мурадян. Препринт ОИЯИ, Р2-3859, 1968; В.Ф.Душенко. УФЖ, 14, 647, 1969.
- [5] R.F.Feynman, M.Kislinger, F.Ravndal. Phys. Rev., D3, 2706, 1971.
- [6] R.G.Lipes. Phys. Rev., D5, 2849, 1972.
- [7] V.F.Dushenko, A.P.Kobushkin. Preprint ITO-73-166E, 1973.
- [8] N.R.Nath. Phys. Rev., D7, 2046, 1973.
- [9] D.H.Coward et al. Phys. Rev. Lett., 20, 292, 1968.
- [10] A.B.Glegg. International Symposium on Electron and Proton Interactions at High Energies, Liverpool, England, 1969, ed. by E.W.Braden and R.E.Rand.
- [11] M.Breidenbach, thesis, MIT Report No. MIT-2098-635, 1970.