ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р - 2442

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

П. Н. Боголюбов, В.А. Матвеев, Б.В. Струминский

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ СОСТАВНАЯ МОДЕЛЬ ВЫСШИХ МЕЗОННЫХ И БАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

1965

P - 2442

П. Н. Боголюбов, В.А. Матвеев, Б.В. Струминский

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ СОСТАВНАЯ МОДЕЛЬ ВЫСШИХ МЕЗОННЫХ И БАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

В последнее время было открыто много новых мезонных резонансов со значениями спин-четности $J^P = 2^+, 1^+, 0^+$ и были предприняты попытки объединения и классификации этих высших мезонных резонансов на базе той или иной схемы симметрии /1-4/.

В работах /2,3/ были исследованы представления 4212^+ и 5940^+ группы $SU(6,6)$, однако подобные схемы оставляют слишком много возможностей для новых мезонов.

В работе /4/ высшие мезонные резонансы описывались приводимым представлением внутренне нарушенной группы симметрии $SU(6,6)$, так называемым "кинетическим супермультиплетом", который является прямым произведением регулярного представления на кинетическую компоненту регулярного предствления группы $SU(6,6)$

Следуя нашим работам /5,6/, мы будем изучать высшие мезонные резонансы, рассматривая их как связанные состояния в p -волне системы кварка и антикварка. Полученные в работе массовые формулы находятся в прекрасном согласии с экспериментальными данными, и на их основе делаются новые предсказания.

В работе изучаются электромагнитные токи новых мезонов в предположении минимального электромагнитного взаимодействия кварков.

В § 5 рассматривается релятивистское уравнение для барионов. Мы предполагаем, что высшие барионные резонансы соответствуют связанному состоянию в p -волне системы из трех кварков. Выбранное решение полностью симметрично относительно перестановки кварков и соответствует 70-мерному представлению группы $SU(6)$. В работе были получены магнитные моменты барионов и массовые соотношения для барионов с различными значениями спин-четности.

2. Релятивистское уравнение для мезонов

В работе /6/ было получено уравнение, описывающее связанные состояния в системе кварка и антикварка в пределе большой массы кварка, которое имеет вид:

$$(\Box_x + 4\,\Box_\xi - W(\xi))\Psi^a_b(x_1, x_2) = 0\,; \tag{2.1}$$

$a = (\alpha, i)$; $\alpha = 1,2,3,4$ — спиновой индекс,

$i = 1,2,3$ — унитарный индекс;

$$x_1 = X + \frac{\xi}{2}; \quad x_2 = X - \frac{\xi}{2};$$

$W(\xi)$ — потенциал остаточного взаимодействия кварков. Внутреннее движение описывается уравнением:

$$(4\Box_\xi - W - m^2)\phi(\xi) = 0. \tag{2.2}$$

Низшее собственное значение этого уравнения соответствует s — волне системы кварк–антикварк и описывает векторные и псевдоскалярные мезоны.

Мы предположим, что следующее собственное значение соответствует p –волне.

Волновая функция системы с учетом только s – и p – волн имеет вид:

$$\Psi^a_b(x_1, x_2) \equiv \hat{\Psi}(x_1, x_2) = \phi_0(\xi^2)\hat{\Phi}(X) + \phi(\xi^2)\xi_\mu \hat{\Phi}_\mu(X);$$

$$\hat{\Phi}(X) = \int d\xi\, \phi_0^*(\xi^2)\hat{\Psi}(x_1, x_2); \tag{2.3}$$

$$\hat{\Phi}_\mu(X) = \int d\xi\, \phi^*(\xi^2)\xi_\mu \hat{\Psi}(x_1, x_2).$$

Функции $\hat{\Phi}(X)$, $\hat{\Phi}_\mu(X)$ описывают движение системы как целого и удовлетворяют уравнениям:

$$(p^2 - \mu^2)\hat{\Phi}(p) = 0; \quad \hat{\Phi}(p) = \int \hat{\Phi}(X) e^{ixp} dX; \tag{2.4}$$

$$(p^2 - m^2)\hat{\Phi}_\mu(p) = 0; \quad \hat{\Phi}_\mu(p) = \int \hat{\Phi}_\mu(X) e^{ixp} dX.$$

Нерелятивистский характер движения кварков внутри составной частицы приводит в обоих случаях к дополнительным условиям:

$$(\hat{p} - \mu)\hat{\Phi}(p) = \hat{\Phi}(p)(\hat{p} + \mu) = 0; \tag{2.5}$$

$$(\hat{p} - m)\hat{\Phi}_\mu(p) = \hat{\Phi}_\mu(p)(\hat{p} + m) = 0.$$

Уравнения (2.5) представляют собой уравнения типа Баргмана–Вигнера. Структура тензора $\hat{\Phi}(p)$ изучена в работе /5/, поэтому мы ограничимся рассмотрением структуры тензора $\hat{\Phi}_\mu(p)$. Из условий (2.4) следует

$$\hat{\Phi}_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\left(\frac{m + \hat{p}}{2m}\right)(\gamma^\nu V_{\nu,\mu} + \gamma_5^* \phi_\mu)\right]; \quad p^\nu V_{\nu,\mu} = 0; \tag{2.6}$$

где нормировка выбрана так, что

$$Sp\,\hat{\Phi}^*_\mu \hat{\Phi}_\nu = (\bar{V}_{a,\mu} V_{a,\nu} - \bar{\phi}_{,\mu}\, \phi_{,\nu}).$$

Рассмотрим спиновое содержание мультиплета, описываемого волновой функцией $\xi_\mu \hat{\Phi}_\mu$.

При пространственных вращениях компоненты 4-вектора ξ_μ преобразуются следующим образом:

$$\xi_0 \sim 0^+ \text{ (скаляр)}; \qquad \vec{\xi} \sim 1^- \text{ (вектор)}.$$

Рассмотрим спиновое содержание мультиплета, описываемого волновой функцией $\xi_\mu \Phi_\mu$. При пространственных вращениях компоненты 4-вектора ξ_μ преобразуются следующим образом:

$$\xi_0 \sim 0^+ \text{ (скаляр)}; \qquad \xi \sim 1^- \text{ (вектор)}.$$

Отсюда видно, что функции $V_{\mu,\nu}$ и $\phi_{,\nu}$ описывают следующие состояния с определенным значением полного момента и четности: $\phi_{,\nu}$: 0^-(псевдоскаляр θ); 1^+(аксиал a_μ); $V_{\mu,\nu}$ 0^+(скаляр S); 1^+(аксиал A_μ); 1^-(вектор v_μ); 2^+(тензор $D_{\mu\nu}$).

Релятивистски ковариантное выделение этих состояний определяется выражениями:

$$\phi_{,\mu} = a_\mu + \frac{p_\mu}{m}\theta; \quad a_\mu \cdot p^\mu = 0;$$

$$V_{\mu,\nu} = D_{\mu\nu} + \frac{i}{\sqrt{2}m}\epsilon_{\mu\nu\sigma\rho}\, p_\sigma A_\rho + \frac{1}{\sqrt{3}} I_{\mu\nu} \cdot S + \frac{p_\nu}{m} v_\mu; \tag{2.6}$$

$$D_{\mu\nu} = D_{\nu\mu}; \; D_{\mu\mu} = 0; \quad p_\mu D_{\mu\nu} = 0;$$

$$p^\mu A_\mu = p^\mu v_\mu = 0; \quad I_{\mu\nu} = \delta_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{m^2}.$$

Амплитуды состояний нормированы таким образом, чтобы:

$$\bar{V}_{\mu,\nu} V_{\mu,\nu} = \bar{D}_{\mu\nu} D_{\mu\nu} - \bar{A}_\mu A_\mu + \bar{S} \cdot S - \bar{v}_\mu v_\mu;$$

$$\bar{\phi}_{,\mu}\, \phi_{,\mu} = \bar{a}_\mu a_\mu - \bar{\theta}\theta.$$

Решение (2.5), кроме состояний $j^P = 2^+, 1^+, 0^+$, соответствующих p-волне, содержит состояния $j^P = 1^-, 0^-$ в s-волне, которые имеют пространственные квантовые числа известных векторных и псевдоскалярных мезонов. Появление этих дополнительных состояний (V, θ) неизбежно и является следствием закономерности, свойственной всем релятивистски инвариантным уравнениям: если имеется решение в состоянии с орбитальным моментом $\ell = \ell_0$, то существуют решения для всех $0 \le \ell \le \ell_0$. Зарядовые четности связанных состояний в системе кварк плюс антикварк будут определяться максимальным значением орбитального момента системы:

$$C = (-)^{s + \ell_{max}} = (-)^{s + \ell + \sigma},$$

где s – полный спин системы и $\sigma = 0, \ldots, \ell$. Мезоны (V, θ), для которых $\sigma = 1$, отличаются от обычных векторных и псевдоскалярных мезонов зарядовой четностью.

В заключение отметим, что два аксиальных состояния a_μ и A в p-волне имеют противоположные зарядовые четности, и мы будем в дальнейшем обозначать их по схеме $j^{PC} = 1^{+-}$ и 1^{++} соответственно.

3. Массовые формулы для мезонов

Введем в потенциал взаимодействия кварков члены, нарушающие унитарную симметрию, содержащие спиновую зависимость и спин-орбитальную связь. Записанный в ковариантной форме такой потенциал имеет вид:

$$\hat{W}(\xi) = W_0 \cdot \hat{\Lambda}_8 + W_1 \cdot S_\mu^2 + W_2 \cdot (S_\mu S_\nu L_{\mu\nu}) + W_3 (S_\mu \xi_\mu)^2 \;;$$

где

$$\hat{\Lambda}_8 = (\hat{\lambda}_8)_1 - (\hat{\lambda}_8)_2 \;;$$

$$S_\mu = (S_\mu)_1 + (S_\mu)_2 \;; \qquad (3.1)$$

$$(S_\mu)_k = \frac{1}{2i}(\gamma_5 \gamma_\mu)_k, \quad k = 1, 2;$$

$$L_{\mu\nu} = -i\left(\xi_\mu \frac{\partial}{\partial \xi_\nu} - \xi_\nu \frac{\partial}{\partial \xi_\mu}\right);$$

W_i – скалярные функции, зависящие от ξ_μ^2. В первом порядке теории возмущений получим для поправок к массам следующее выражение:

$$\delta m^2 = \int \Psi^* \hat{W} \Psi \, d\xi = a_0 \cdot (\bar{\Phi} \lambda_8 \Phi)_D + a'_0 \cdot (\bar{\Phi}_\mu \lambda_8 \Phi_\mu)_D +$$

$$+ a'_1 \cdot (\bar{\Phi} S_\mu^2 \Phi) + a_1 \cdot (\bar{\Phi}_\mu \cdot S_\nu^2 \Phi_\mu) + a_2 (\bar{\Phi}_\mu, [S_\mu S_\nu - S_\nu S_\mu] \Phi_\nu) + \qquad (3.2)$$

$$+ a_3 (\bar{\Phi}_\mu, [S_\mu S_\nu + S_\nu S_\mu - \tfrac{1}{2}\delta_{\mu\nu} S_\sigma^2] \Phi_\nu) \;;$$

$$(\bar{\Phi} \lambda_8 \Phi)_D = (\bar{\Phi} \lambda_8 \Phi) + (\overline{\bar{\Phi} \Phi} \lambda_8).$$

Вычисления упрощаются в системе покоя частицы, где операторы $(S_\mu)_k$ переходят в обычные операторы нерелятивистского спина кварков, а волновые функции имеют вид:

$$\hat{\Phi} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\sigma_i V_i + iP);$$

$$\hat{\Phi}_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\sigma_i V_i + i\theta); \quad \hat{\Phi}_j = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\gamma_i D_{ij} + \frac{i}{\sqrt{2}} \epsilon_{ijk} \sigma_i A_k - \frac{\sigma_j}{\sqrt{3}} S + i a_j\right). \qquad (3.3)$$

В результате получаются следующие массовые формулы:

$$\hat{m}^2(2^+) = m^2 + \alpha \hat{\Lambda}_8 + \beta + \gamma + \delta \;;$$

$$\hat{m}^2(1^{++}) = m^2 + \alpha \hat{\Lambda}_8 + \beta - \gamma - 5\delta \;;$$

$$\hat{m}^2(0^+) = m^2 + \alpha \hat{\Lambda}_8 + \beta - 2\gamma + 10\delta \;;$$

$$\hat{m}^2(1^{+-}) = m^2 + \alpha \hat{\Lambda}_8 \;;$$

$$\hat{m}^2(1_\sigma^-) = m^2 + \alpha \hat{\Lambda}_8 + \beta \;; \qquad (3.4)$$

$$\hat{m}^2(0_\sigma^-) = m^2 + \alpha \hat{\Lambda}_8 \;;$$

$$\hat{m}^2(1^-) = \mu^2 + \alpha_0 \hat{\Lambda}_8 + \beta_0 \;;$$

$$\hat{m}^2(0^-) = \mu^2 + \alpha_0 \hat{\Lambda}_8 \;;$$

где индекс σ обозначает мультиплет дополнительных векторных и псевдоскалярных мезонов, для которых $\sigma = \ell_{max} - \ell = 1$. Параметры α, α_0 в формулах (3.4) описывают унитарное расщепление, β, β_0 – спиновую зависимость, γ – спин-орбитальную связь и δ соответствует тензорным силам в потенциале двух кварков.

Из формул (3.4) следуют два соотношения между массами частиц с различными значениями спин-четности:

$$5\hat{m}^2(2^+) + 3\hat{m}^2(1^{++}) + \hat{m}^2(0^+) = 9\hat{m}^2(1^-_\sigma);$$
$$\hat{m}^2(1^{+-}) = \hat{m}^2(0^-_\sigma). \tag{3.5}$$

Если тензорные силы отсутствуют $(\delta = 0)$, получаются следующие соотношения:

$$\hat{m}^2(2^+) + 2\hat{m}^2(0^+) = 3\hat{m}^2(1^{++});$$
$$\hat{m}^2(2^+) + \hat{m}^2(1^{++}) = 2\hat{m}^2(1^-_\sigma);$$
$$\hat{m}^2(1^{+-}) = \hat{m}^2(0^-_\sigma). \tag{3.6}$$

Если тензорные силы и спин-спиновое взаимодействие малы по сравнению с взаимодействием спин-орбита и ими можно пренебречь $(\beta = \delta = 0)$, мы получим соотношения x/:

$$\hat{m}^2(2^+) + \hat{m}^2(1^{++}) = 2\hat{m}^2(1^{+-});$$
$$\hat{m}^2(0^+) + \hat{m}^2(1^{+-}) = 2\hat{m}^2(1^{++});$$
$$\hat{m}^2(1^{+-}) = \hat{m}^2(1^-_\sigma) = \hat{m}^2(0^-_\sigma). \tag{3.7}$$

Как показывают экспериментальные данные, соотношения (3.7) хорошо выполняются, и мы будем пользоваться ими для определения масс неизвестных частиц. Выбранное нами нарушение унитарной симметрии приводит к максимальному так называемому $\omega - \phi$ смешиванию $Y = T = 0$ членов в каждом из нонетов с различными значениями j^{PC}. Отклонение от максимального $\omega - \phi$ смешивания может быть учтено введением в потенциал взаимодействия кварков члена типа:

$$\hat{W} = W^{ab'}_{a'b} = \delta^a_b \cdot \delta^{b'}_{a'} \cdot [W_1 + W_2 \cdot (S_\mu S_\nu L_{\mu\nu})]. \tag{3.8}$$

В этом случае квадраты масс мезонов каждого из нонетов должны удовлетворять формуле Швингера xx/:

$$(\omega - \rho)(\Phi - \rho) = \frac{4}{3}(K^* - \rho)(\omega + \Phi - 2K^*). \tag{3.9}$$

---

x/ Первые два из соотношений (3.7) были получены в работе /4/.

xx/ Мы будем обозначать символом частицы квадрат ее массы.

Мы будем использовать формулу (3.9) для вычисления массы девятого мезона в нонете. Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные и результаты наших вычислений приведены в таблице. Приведем численные данные (в единицах $m_{\pi^0} = 1$), подтверждающие полученные массовые соотношения (3.7).

$$A_2 - B = B - A_1;\quad (14 = 16);$$
$$K^{**} - C' = C' - C;\quad (15 = 16);$$
$$f' - E = E - D;\quad (19 = 19). \tag{3.10}$$

Для мезонов с положительной четностью хорошо выполняется аналог соотношения Глэшоу:

$$K^{**} - A_2 = C - A_1 = C' - B \qquad (17 = 16 = 16). \tag{3.11}$$

Интересно отметить, что унитарные расщепления в s - и P - состояниях близки друг к другу:

$$K - \pi = K^* - \rho;\quad (12{,}5 = 11{,}5). \tag{3.12}$$

Наша модель предсказывает существование двух аксиальных мезонов с $T = Y = 0$, которые отличаются зарядовой четностью. Мезон $D'(970)$ имеет $C = 1$, а мезон $E'(1120)$ имеет $C = -1$. Масса D' -мезона определяется из формулы Швингера (3.9) с большой ошибкой, так как величина $(4C - 3D - A_1)$ оказывается малой. Поэтому для вычисления массы D' -мезона мы воспользовались формулой

$$D' = 2E' - f. \tag{3.13}$$

Мезоны D и E наблюдаются как резонансы в системах $K^*\bar{K}$. Естественно предположить, что мезоны D' и E' распадаются только на π -мезоны, аналогично тому, как векторный ϕ -мезон распадается только на $K\bar{K}$, а векторный ω - мезон - только на π -мезоны.

Законы сохранения момента, четности и изотопического спина разрешают только 4π -распад D' -мезона и 3π -распад E'-мезона. Экспериментальные данные о скалярных мезонах практически отсутствуют, единственный кандидат в скалярные мезоны $k(725)$ не удовлетворяет нашим массовым формулам. Интересно отметить, что скалярный мезон с $T = 1$ может распадаться только на пять π -мезонов.

4. Электромагнитные токи мезонов

Электромагнитные токи мезонов определяются минимальным электромагнитным взаимодействием составляющих его кварков. В работе /6/ показано, что в присутствии слабого электромагнитного поля уравнение для системы двух кварков имеет следующий вид:

$$(\Box_x + 4\Box_\xi - W)\hat{\Psi}(x_1, x_2) = \hat{H}(x_1, x_2)\hat{\Psi}(x_1, x_2); \tag{4.1}$$

где $\hat{H} = 2(e_1 h_1 + e_2 h_2)$; $\hat{h}_i = i\frac{\partial}{\partial x_i^\sigma} A^\sigma(x_i)\frac{\partial}{\partial x_i^\sigma} + \frac{1}{2}\hat{\sigma}_i^{\mu\nu} F_{\mu\nu}(x_i)$, $i = 1, 2$.

Считая возмущение $\hat{H}$ малым, для амплитуд $\hat{\Phi}$ и $\hat{\Phi}_\mu$ получим уравнения:

$$\begin{aligned}(p^2-\mu^2)\hat{\Phi}(p) &= \int dk\, \hat{G}(k,p)\hat{\Phi}(p-k) + \int dk\, \hat{G}_\mu(k,p)\hat{\Phi}_\mu(p-k);\\ (p^2-m^2)\hat{\Phi}_\mu(p) &= \int dk\, \hat{G}_{\mu\nu}(k,p)\hat{\Phi}_\nu(p-k) + \int dk\, \hat{G}^*_\mu(k,p)\hat{\Phi}(p-k);\end{aligned} \tag{4.2}$$

где

$$\hat{G} = f_0(k^2)[\hat{\Gamma}_1 + \hat{\Gamma}_2];$$

$$\hat{G}_{\mu\nu} = f_{\mu\nu}(k)[\hat{\Gamma}_1 + \hat{\Gamma}_2] - f(k^2) F_{\mu\nu}\cdot(\hat{e}_1 + \hat{e}_2);$$

$$\hat{G}_\mu = 2ik_\mu f'_r(k^2)[\hat{\Gamma}_1 - \hat{\Gamma}_2] - i f_r(k^2) A_\mu \cdot (\hat{e}_1 - \hat{e}_2);$$

$$\hat{\Gamma}_i(k,p) = 2\hat{e}_i[(Ap) + \frac{1}{2}\hat{\sigma}_i^{\mu\nu} F_{\mu\nu}], \quad i = 1, 2;$$

$$f_0(0) = f(0) = 1. \quad f_r(0) = 0;$$

(см. приложение А).

Используя вершинные операторы $\hat{G}$, получим электромагнитные токи мезонов:

$$\begin{aligned}J_a = f_{\mu\nu}\Big\{&\frac{\ell_a}{2m}\Big[\Big(1+\frac{k^2}{4m^2}\Big)(\bar{V}_{\sigma,\mu} V_{\sigma,\nu} - \bar{\phi}_{,\mu}\phi_{,\nu}) - \frac{k_\sigma k_\rho}{2m^2}(V_{\sigma;\mu} V_{\rho,\nu})_F\Big] +\\ &+ \frac{1}{m}(k_\sigma \delta_{a\rho} - k_\rho \delta_{a\sigma})(V_{\sigma;\mu} V_{\rho,\nu})_F + \frac{1}{2m^2}\epsilon_{a\beta\gamma\rho}\ell_\sigma k k_\rho(\bar{V}_{\beta,\mu}\phi_{,\nu} - \bar{\phi}_{,\mu} V_{\beta,\nu})\Big\} +\\ &+ \frac{f}{2m}\cdot\Big\{\Big(1-\frac{k^2}{4m^2}\Big)(\bar{V}_{\sigma;\mu} V_{\sigma,\nu} - \bar{\phi}_{,\mu}\phi_{,\nu})_F + \frac{k_\sigma k_\rho}{2m^2}(V_{\sigma;\mu} V_{\rho,\nu})_F\Big\}(k_\mu \delta_{\nu a} - k_\nu \delta_{\mu a}).\end{aligned} \tag{4.3}$$

$$\begin{aligned}J_{ra} = 2if'_r\cdot\Big\{&\frac{\ell_a}{2m}\Big[\Big(1+\frac{k^2}{4m^2}\Big)(\bar{V}_\mu V_{\mu,\nu} - \bar{\phi}\phi_{,\nu})_D - \frac{k_\sigma k_\rho}{2m^2}(\bar{V}_\sigma V_{\rho,\nu})_D\Big] +\\ &+ \frac{1}{m}(k_\sigma \delta_{\rho a} - k_\rho \delta_{a\sigma})(\bar{V}_\sigma V_{\rho,\nu})_D + \frac{1}{2m^2}\epsilon_{a\beta\sigma\rho}\ell_\sigma k_\rho(\bar{V}_\beta \phi_{,\nu} - \bar{\phi} V_{\beta,\nu})_F\Big\}\cdot k_\nu -\\ &- \frac{if_r}{2m}\Big\{\Big(1-\frac{k^2}{4m^2}\Big)(\bar{V}_\mu V_{\mu,a} - \bar{\phi}\phi_{,a}) + \frac{k_\sigma k_\rho}{2m^2}(\bar{V}_\sigma V_{\rho,a})_D\Big\}; \quad \ell_\mu = (p_1 + p_2)_\mu;\end{aligned} \tag{4.4}$$

где амплитуды $V_{\mu,\nu}$ и $\phi_{,\nu}$ определены формулами (2.6), а амплитуды V_μ и ϕ описывают соответственно векторный и псевдовекторный мезоны. Магнитные моменты мезонов и магнитные моменты переходов удобно вычислить, переходя к нерелятивистскому пределу в уравнении (4.1) в присутствии постоянного внешнего магнитного поля:

$$\begin{aligned}&\Big(E - m - \frac{\vec{p}^{\,2}}{2m}\Big)\Psi = \vec{\mu}\cdot\vec{H}\cdot\Psi;\\ &\vec{\mu} = \vec{\mu}_1 + \vec{\mu}_2; \quad \vec{\mu}_i = \frac{e_i}{m}(\vec{L}_i + \vec{\sigma}_i), \quad i = 1, 2;\end{aligned} \tag{4.5}$$

где

$$\vec{L}_1 = \vec{L}_2 = \frac{1}{2i}\Big[\vec{\xi}\times\frac{\vec{\partial}}{\partial\xi}\Big].$$

Для магнитных моментов мезонов стандартными методами квантовой механики получим формулу

$$\mu = \frac{3j}{2}\Big[1 + \frac{s(s+1) - \ell(\ell+1)}{3j(j+1)}\Big]; \tag{4.6}$$

откуда следует, что $\mu(2^+) = 3$; $\mu(1^{++}) = 3/2$; $\mu(1^{+-}) = 1$.

Магнитные моменты переходов можно определить, беря матричные элементы оператора магнитного момента с волновыми функциями (3.3). В результате получим:

$$\begin{aligned}&\mu(2^+\to 1^{++}) = \frac{Q}{\sqrt{2}}; \quad \mu(1^{++}\to 0^+) = \sqrt{\tfrac{2}{3}}\,Q; \quad \mu(1^{+-}\to 0^+) = -\frac{2i}{\sqrt{3}}\tilde{Q};\\ &\mu(2^+\to 1^{+-}) = -2i\tilde{Q}; \quad \mu(1^{+-}\to 1^{++}) = \sqrt{2}\,\tilde{Q};\end{aligned} \tag{4.7}$$

где $Q = (\bar{\Phi} e \Phi)_F$; $\tilde{Q} = (\bar{\Phi} e \Phi)_D$.

5. Уравнение для барионов

Уравнение, описывающее связанные состояния в системе из трех кварков, в пределе большой массы кварков имеет вид:

$$[\partial^2_{x_1}+\partial^2_{x_2}+\partial^2_{x_3}-\frac{1}{3}W(x_1 x_2 x_3)]\Psi^{abc}(x_1 x_2 x_3)=0\;; \tag{5.1}$$

где $a, b, c = 1, \ldots, 12$;

$W(x_1 x_2 x_3)$ –скалярная функция, трансляционно инвариантная и симметричная относительно перестановок своих аргументов. Введем переменные X и ξ_i , в которых разделяется уравнение (5.1):

$$x_i = X+\xi_i\;;\quad \sum_{i=1,2,3}\xi_i = 0\;; \tag{5.2}$$

$$(\partial^2_{x_1}+\partial^2_{x_2}+\partial^2_{x_3}) = \frac{1}{3}\partial^2_X + L\;;$$

$$L=(\partial^2_{\xi_1}+\partial^2_{\xi_2}+\partial^2_{\xi_3})-\frac{1}{3}(\partial_{\xi_1}+\partial_{\xi_2}+\partial_{\xi_3})^2\,.$$

Внутреннее движение описывается уравнением

$$(3L-W(\xi_1\,\xi_2\,\xi_3)-m^2)\,\phi(\xi_1\xi_2\xi_3)=0\,. \tag{5.3}$$

Низшее собственное значение m^2 этого уравнения соответствует s –состоянию системы трех кварков и в предположении полной симметрии волновой функции $\Psi^{abc}_{(x_1 x_2 x_3)}$ описывает 56 –плет барионов со значениями спин–четности $j^p = 1/2^+,\ 3/2^+$.

Мы предполагаем, что следующее собственное значение этого уравнения соответствует p –волне. Полностью симметричная волновая функция $\Psi^{abc}_{(x_1 x_2 x_3)}$ с учетом только s – и p – волн будет иметь вид:

$$\Psi^{abc}_{(x_1 x_2 x_3)} = \phi_0(\xi_1\xi_2\xi_3)\Phi^{abc}(X)+\phi(\xi_1\xi_2\xi_3)\sum_{i=1,2,3}\xi_{i\mu}\Phi^{abc}_{i\mu}\,. \tag{5.4}$$

Предполагая функции $\phi_0(\xi_i)$ и $\phi(\xi_i)$ симметричными, получим:

$$\Phi^{abc}(X)=\int\phi_0^*(\xi)\Psi^{abc}(x_1 x_2 x_3)(d\xi)\,;$$

$$\Phi^{abc}_{i\mu}(X)=\int\phi^*(\xi)\xi_{i\mu}\Psi^{abc}(x_1 x_2 x_3)(d\xi)\,;\quad \sum_{i=1,2,3}\Phi^{abc}_{i\mu}(X)=0\,; \tag{5.5}$$

где

$$(d\xi)=\delta(\xi_1+\xi_2+\xi_3)d\xi_1\,d\xi_2\,d\xi_3\,.$$

Функции $\Phi^{abc}(X)$ и $\Phi^{abc}_{i\mu}(X)$ описывают движение системы как целого и удовлетворяют уравнениям:

$$(p^2-m^2)\Phi^{abc}(p)=0\,;\quad \Phi^{abc}(p)=\int e^{ipx}\,\Phi^{abc}(X)dX\,;$$

$$(p^2-M^2)\Phi^{abc}_{i\mu}(p)=0\,;\quad \Phi^{abc}_{i\mu}(p)=\int e^{ipx}\,\Phi_{i\mu}(X)dX\,. \tag{5.6}$$

Условие нерелятивистского характера движения кварков внутри составной частицы приводит к уравнениям Баргмана–Вигнера:

$$(\hat p-m)^{a'}_a\,\Phi^{abc}=(\hat p-m)^{b'}_b\,\Phi^{abc}=(\hat p-m)^{c'}_c\,\Phi^{abc}=0\,;$$

$$(\hat p-M)^{a'}_a\,\Phi^{abc}_{i\mu}=(\hat p-M)^{b'}_b\,\Phi^{abc}_{i\mu}=(\hat p-M)^{c'}_c\,\Phi^{abc}_{i\mu}=0\,. \tag{5.7}$$

Структура функций $\Phi^{abc}(p)$ и $\Phi^{abc}_{i\mu}(p)$ сильно зависит от предположения полной симметрии волновой функции $\Psi^{abc}(x_1 x_2 x_3)$. Отсюда следует, что Φ^{abc} является симметричным тензором третьего ранга и имеет 364 независимых компоненты. Структура его хорошо изучена в работе [5]. Среди функций $\Phi^{abc}_{i\mu}$ $(i = 1, 2, 3)$ независимой оказывается только одна, например $\Phi^{abc}_\mu = \Phi^{abc}_{3\mu}$. Действительно, из полной симметрии суммы $\sum_{i=1,2,3}\xi_{i\mu}\Phi^{abc}_{i\mu}$ следует:

$$\left.\begin{aligned}
\Phi^{abc}_{3\mu}&=\Phi^{bac}_{3\mu}=\Phi^{abc}_{\mu}\,;\\
\Phi^{abc}_{2\mu}&=\Phi^{acb}_{3\mu}=\Phi^{cab}_{\mu}\,;\\
\Phi^{abc}_{1\mu}&=\Phi^{cba}_{3\mu}=\Phi^{bca}_{\mu}\,.
\end{aligned}\right\} \tag{5.8}$$

Последнее условие означает, что тензор третьего ранга обладает смешанной симметрией и имеет 572 независимых компоненты. С учетом условий (5.7) функция будет иметь следующий вид:

$$\sum\Phi^{abc}_{\mu}=\sum_{i=1,2,3}\Phi^{abc}_{i\mu}=0\,.$$

$$\Phi_\mu^{abc} = D_\mu^{\alpha\beta\gamma} \cdot b^{(ij)k} + N_\mu^{(\alpha\beta)\gamma} \cdot d^{ijk} + N_\mu^{[\alpha\beta]\gamma} \cdot \frac{\epsilon^{ijk}}{\sqrt{6}} +$$

$$+ \frac{1}{3} \sum_{\substack{\text{цикл} \\ \binom{\alpha\beta\gamma}{ikj}}} \tilde{N}_\mu^{[\alpha\beta]\gamma} \; b^{[ij]k} \quad ; \qquad (5.9)$$

где

$$D_\mu^{\alpha\beta\gamma} = \frac{1}{\sqrt{2}} [(\frac{\hat{p}+M}{2M})\gamma_5 C]^{\alpha\beta} \cdot \Psi^\gamma_{\nu,\mu} \quad ; \gamma^\nu \; \Psi_{\nu,\mu} = p^\nu \; \Psi_{\nu,\mu} = 0 \; ;$$

$$N_\mu^{[\alpha\beta]\gamma} = \frac{1}{\sqrt{2}} [(\frac{\hat{p}+M}{2M})\gamma_5 C]^{\alpha\beta} \cdot \Psi^\gamma_{,\mu} \quad ; \quad (\hat{p}-M)\Psi_{\nu,\mu} = (\hat{p}-M)\Psi_{,\mu} = 0 \; ;$$

$$N_\mu^{(\alpha\beta)\gamma} = \tfrac{1}{2} [N_\mu^{[\alpha\gamma]\beta} + N_\mu^{[\beta\gamma]\alpha}] \; ;$$

$$b^{[ij]k} = \frac{1}{\sqrt{2}} \epsilon^{ijs} \; b^k_s \quad ; \quad b^{(ij)k} = \tfrac{1}{2} [b^{[ik]j} + b^{[jk]i}] \; ;$$

функции d^{ijk} , b^i_j описывают соответственно унитарный декуплет и октет, C – матрица зарядового сопряжения. Спин-тензоры $\Psi_{\mu,\nu}$ и $\Psi_{,\nu}$ описывают состояния со следующими значениями спин-четности: $j^p = 5/2^-$, $3/2^{\mp}$, $1/2^-$ и $j^p = 3/2^-$, $1/2^{\pm}$ соответственно. Состояния $3/2^+$ и $1/2^+$, как и в случае мезонов, должны быть названы "абнормальными" , имея в виду их аномальное поведение при зарядовом сопряжении. В дальнейшем мы не будем рассматривать эти состояния и наложим на функции $\Psi_{\nu\mu}$ и Ψ_μ условия:

$$p^\mu \; \Psi_{\nu,\mu} = p^\mu \, \Psi_{,\mu} = 0 \, .$$

Релятивистски ковариантное выделение состояний с различными значениями полного момента будет определяться выражениями:

$$\Psi_{,\nu} = {}'\Psi_\nu^{3/2} + \frac{i}{\sqrt{3}} (\gamma_\nu + \frac{p_\nu}{M})\gamma_5 \, {}'\Psi^{1/2} \quad ;$$

$$\Psi_{\mu,\nu} = \Psi_{\mu\nu}^{5/2} + \sqrt{\frac{5}{3}} \cdot \frac{i}{2} \{ \frac{1}{5} [(\gamma_\mu + \frac{p_\mu}{M})\gamma_5 \Psi_\nu^{3/2} + (\gamma_\nu + \frac{p_\nu}{M})\gamma_5 \, \Psi_\mu^{3/2}] + \epsilon_{\mu\nu\sigma\rho} \frac{p_\sigma}{M} \, \Psi_\rho^{3/2} \} + \qquad (5.10)$$

$$+ \frac{\sqrt{2}}{3} [\delta_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{M^2} - \frac{1}{2M} \epsilon_{\mu\nu\sigma\rho} \; p_\sigma \gamma_\rho \gamma_5 \,] \, \Psi^{1/2}$$

и нормировка определена так, что

$$\bar{\Psi}_{,\nu} \; \Psi_{,\nu} = {}'\bar{\Psi}_\nu^{3/2} \cdot {}'\Psi_\nu^{3/2} ; - {}'\bar{\Psi}^{1/2} \cdot {}'\Psi^{1/2} \quad ;$$

$$\bar{\Psi}_{\mu,\nu} \; \bar{\Psi}_{\mu,\nu} = \bar{\Psi}_{\mu\nu}^{5/2} \cdot \Psi_{\mu\nu}^{5/2} - \bar{\Psi}_\nu^{3/2} \cdot \Psi_\nu^{3/2} + \bar{\Psi}^{1/2} \cdot \Psi^{1/2} \quad .$$

Таким образом, функция Φ_μ^{abc} описывает следующие состояния:

$\underline{8}$: $5/2^-$, $3/2^-$, $1/2^-$;

$\underline{1} + \underline{8} + \underline{10}$: $3/2^-$, $1/2^-$.

В терминах группы $SU(6)$ новые барионы соответствуют 70-мерному представлению. Сделав в уравнение (5.1) подстановку $i\hat{\partial}_{x_i} \to i\hat{\partial}_{x_i} + e_i \hat{A}(x_i)$, мы получим уравнение, описывающее барионы в присутствии слабого электромагнитного поля:

$$[\partial^2_{x_1} + \partial^2_{x_2} + \partial^2_{x_3} - \tfrac{1}{3} \mathcal{V}] \Psi^{abc} = \hat{H} \Psi^{abc} \; ; \qquad (5.12)$$

где

$$\hat{H}(x_1 x_2 x_3) = \sum_{i=1,2,3} e_i \hat{h}(x_\ell) \; ;$$

$$\hat{h}(x_i) = i \frac{\partial}{\partial x_i^\sigma} A^\sigma (x_i) + i A^\gamma (x_i) \frac{\partial}{\partial x_i^\sigma} + \tfrac{1}{2} \sigma_i^{\mu\nu} F_{\mu\nu} (x_i) .$$

В случае постоянного внешнего магнитного поля в нерелятивистском пределе уравнение (5.12) принимает вид:

$$(\mathcal{E} - M - \frac{\vec{p}^{\,2}}{2M}) \Psi^{abc} = \vec{\mu} \vec{\mathcal{H}} \cdot \Psi^{abc} \; ; \qquad (5.13)$$

где

$$\vec{\mu} = \sum_{i=1,2,3} \vec{\mu}_i \; ; \quad \vec{\mu}_i = \frac{3e_i}{2m} (\vec{L}_i + \vec{\sigma}_i) ; \quad \vec{L}_i = -i [\vec{\xi}_i \times \frac{\vec{\partial}}{\partial \xi_i}] .$$

Стандартными методами квантовой механики для магнитных моментов барионов можно получить следующее выражение:

$$\mu = j [Q \frac{j(j+1) + \ell(\ell+1) - s(s+1)}{2j(j+1)} + \frac{\mu_{spin}}{s} \cdot \frac{j(j+1) + s(s+1) - \ell(\ell+1)}{2j(j+1)}] \; ;$$

где Q – зарядовое число;

μ_{spin} – спиновой магнитный момент бариона с теми же квантовыми числами в 70-плете $SU(6)$.

6. Массовые формулы для барионов

Массовые формулы для барионов можно получить, вводя в потенциал взаимодействия кварков члены, содержащие унитарное расщепление, спиновую зависимость и спин-орбитальную связь. Мы будем пренебрегать тензорными силами и членами, нарушающими унитарную и спиновую симметрию одновременно. В ковариантной форме такой потенциал имеет вид:

$$\hat{W} = W_1(r_1^2+\vec{r}_2^{\,2}+\vec{r}_3^{\,2})+W_2(\vec{r}_1\vec{r}_2+\vec{r}_1\vec{r}_2+\vec{r}_2\vec{r}_3)+W_3\cdot S_\mu^2+W_4\cdot(S_\mu S_\nu L_{\mu\nu}); \tag{6.1}$$

где

$$S_\mu = \sum_{i=1,2,3}(S_\mu)_i\ ;\quad (S_\mu)_k = \frac{1}{2i}(\gamma_5\gamma_\mu)_k\ ;\quad k=1,2,3;$$

$$L_{\mu\nu} = -i\sum_{i=1,2,3}\left(\xi\frac{\partial}{\partial\xi_\nu}-\xi\frac{\partial}{\partial\xi_\mu}\right);$$

$\vec{r}_i$ – вектор изотопического спина i -того кварка.

W_i – скалярные функции, зависящие только от ξ_j.

В первом порядке теории возмущений получим:

$$\begin{aligned}\delta M^2 &= \int\Psi^*\hat{W}\Psi(d\xi) = a_0(\bar{\Phi}[\vec{r}_1^{\,2}+\vec{r}_2^{\,2}+\vec{r}_3^{\,2}]\Phi)+b_0(\bar{\Phi}[\vec{r}_1\vec{r}_2+\vec{r}_1\vec{r}_3+\vec{r}_2\vec{r}_3]\Phi)+\\ &+a\sum_{i=1,2,3}(\bar{\Phi}_{i\mu}[\vec{r}_1^{\,2}+\vec{r}_2^{\,2}+\vec{r}_3^{\,2}]\Phi_{i\mu})+b\sum_{i=1,2,3}(\bar{\Phi}_{i\mu}[\vec{r}_1\vec{r}_2+\vec{r}_1\vec{r}_3+\vec{r}_2\vec{r}_3]\Phi_{i\mu})+\\ &+c_0(\bar{\Phi}S_\mu^2\Phi)+c\sum_{i=1,2,3}(\bar{\Phi}_{i\mu}S_\nu^2\Phi_{i\mu})+d\sum_{i=1,2,3}(\bar{\Phi}_{i\mu}[S_\mu S_\nu-S_\nu S_\mu]\Phi_{i\nu}).\end{aligned} \tag{6.2}$$

Вычисления упрощаются в системе покоя, где операторы $(S_\mu)_i$ переходят в операторы обычного нерелятивистского спина. В результате получаются следующие массовые формулы:

p – волна:

8:

$$\begin{aligned}\hat{M}^2(5/2^-) &= M^2+\alpha Y+\beta T(T+1)+35\gamma+3\delta\ ;\\ \hat{M}^2(3/2^-) &= M^2+\alpha Y+\beta T(T+1)+15\gamma-2\delta\ ;\\ \hat{M}^2(1/2^-) &= M^2+\alpha Y+\beta T(T+1)+3\gamma-5\delta\ ;\\ \hat{M}^2(3/2^+_\sigma) &= M^2+\alpha Y+\beta T(T+1)+15\gamma\ ;\end{aligned} \tag{6.3}$$

<u>1</u>+ <u>8</u>+ <u>10</u>:

$$\begin{aligned}\hat{M}^2('3/2^-) &= M^2+\alpha Y+\beta T(T+1)+15\gamma+\delta\ ;\\ \hat{M}^2('1/2^-) &= M^2+\alpha Y+\beta T(T+1)+3\gamma-2\delta\ ;\\ \hat{M}^2('1/2^+_\sigma) &= M^2+\alpha Y+\beta T(T+1)+3\gamma\ ;\end{aligned}$$

s – волна:

<u>8</u>: $$\hat{M}^2(1/2^+) = m^2+\alpha_0\cdot Y+\beta_0\cdot T(T+1)+3\gamma_0\ ; \tag{6^1.3}$$

<u>10</u>: $$\hat{M}^2(1/2^+) = m^2+\alpha_0\cdot Y+\beta_0 T(T+1)+15\gamma_0\ .$$

Между массами барионов с различными значениями J^P будут существовать соотношения:

$$\begin{aligned}8\hat{M}^2(3/2^-) &= 3\hat{M}^2(5/2^-)+5\hat{M}^2(1/2^-);\\ \hat{M}^2(3/2^-)-\hat{M}^2(1/2^-) &= \hat{M}^2('3/2^-)-\hat{M}^2('1/2^-);\\ 5\hat{M}^2(3/2^-)-2\hat{M}^2(1/2^-) &= 5\hat{M}^2(3/2^+_\sigma)-2\hat{M}^2(1/2^+_\sigma).\end{aligned} \tag{6.4}$$

Если, как и в мезонном случае, вклад спин-спинового взаимодействия мал по сравнению с вкладом спин-орбитального взаимодействия, получим одно добавочное соотношение:

$$\hat{M}^2(3/2^-) = \hat{M}^2('1/2^-). \tag{6.5}$$

Из выражений (6.3) следует, что квадраты масс барионов удовлетворяют соотношениям:

$$\begin{aligned}&\underline{8}: && N+\Xi = \frac{3\Sigma+5\Lambda}{4}\ ;\\ &\underline{10}: && \Xi^*-\Sigma^* = \frac{\Omega-\Delta}{3}\ .\end{aligned} \tag{6.6}$$

Эти соотношения выполняются с большой точностью для октета барионов со спином $1/2^+$ и декуплета $3/2^+$. Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные о барионных резонансах с отрицательной четностью не позволяют проверить справедливость полученных массовых соотношений.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность академику Н.Н. Боголюбову за постановку задачи и внимание, а также А.Н. Тахелидзе за постоянный интерес к работе.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Определенные в § 3 вершинные операторы $\hat{G}$ задаются следующими матричными элементами:

$$\begin{aligned}&\int dk\, e^{ikx}\,\hat{G}(k,p) = \int\phi_0^*\,\hat{H}(x_1x_2)\,\phi_0\,d\xi\ ;\\ &\int dk\, e^{ikx}\,\hat{G}_{\mu\nu}(k,p) = \int\phi^*\,\xi_\mu\,\hat{H}(x_1x_2)\,\xi_\nu\,\phi\,d\xi\ ;\\ &\int dk\, e^{ikx}\,\hat{G}_\mu(k,p) = \int\phi_0^*\,\hat{H}(x_1x_2)\,\xi_\mu\,\phi\,d\xi\end{aligned} \tag{A.1}$$

и оператор $\hat{H}(x_1 x_2)$ определяется формулой (3.1). Раскрывая выражения (A.1), получим:

$$\hat{G}(k,p) = f_0(k^2)[\hat{\Gamma}_1 + \hat{\Gamma}_2];$$

$$f_0(k^2) = \int e^{ik\xi/2} \phi_0^* \phi_0 \, d\xi; \quad f_0(0) = 1. \tag{A.2}$$

$$\hat{G}_{\mu\nu}(k,p) = f_{\mu\nu}[\hat{\Gamma}_1 + \hat{\Gamma}_2] + f_{\mu\nu,\sigma} A_\sigma \cdot (\hat{e}_1 + \hat{e}_2) + i g_{\mu\nu\sigma} A_\gamma (\hat{e}_1 + \hat{e}_2);$$

$$f_{\mu\nu} = \int e^{ik\xi/2} \cdot \xi_\mu \xi_\nu \phi^* \phi \, d\xi = f(k^2)\delta_{\mu\nu} + f_1(k^2)\frac{k_\mu k_\nu}{2m^2}; \quad f(0) = 1;$$

(A.3)

$$g_{\mu\nu\sigma} = 4\int e^{ik\xi/2} \cdot \xi_\mu \xi_\nu \xi_\sigma \cdot (\phi^* \phi' - \phi^{*\prime}\phi)\, d\xi =$$

$$= g(k_\mu \delta_{\nu\sigma} + k_\nu \delta_{\mu\sigma} + k_\sigma \delta_{\mu\nu}) + g_1 \frac{k_\mu k_\nu k_\sigma}{2m^2}.$$

Рассмотрим выражение:

$$(f_{\mu\sigma} k_\nu - f_{\nu\sigma} k_\mu) = 2i\int \phi^* \phi \cdot \xi_\sigma \left(\xi_\mu \frac{\partial}{\partial \xi_\nu} - \xi_\nu \frac{\partial}{\partial \xi_\mu}\right) e^{ik\xi/2} d\xi =$$

$$= 2i\int e^{ik\xi/2} \cdot \left[\frac{\partial}{\partial \xi_\mu}(\phi^*\phi\, \xi_\sigma \xi_\nu) - \frac{\partial}{\partial \xi_\nu}(\phi^*\phi\, \xi_\sigma \xi_\mu)\right] d\xi =$$

$$= f(k^2)(\delta_{\mu\sigma} k_\nu - \delta_{\nu\sigma} k_\mu);$$ откуда следует $f_2(k^2) = f(k^2)$.

(A.4)

$$\hat{G}_\mu(k,p) = 2ik_\mu f_r' \cdot [\hat{\Gamma}_1 - \hat{\Gamma}_2] - i f_r \cdot A_\mu (\hat{e}_1 - \hat{e}_2) + g_{\mu\nu} A_\nu (\hat{e}_1 - \hat{e}_2);$$

$$2ik_\mu f_r'(k^2) = \int \phi_0^* \phi \cdot \xi_\mu \, e^{ik\xi/2} d\xi; \quad f_r = -2\int \phi_0^* \phi \, e^{ik\xi/2} d\xi;$$

$$g_{\mu\nu} = 4i\int e^{ik\xi/2} \xi_\mu \xi_\nu (\phi_0^* \phi' - \phi_0^{*\prime}\phi)\, d\xi = g_r \delta_{\mu\nu} + g_{2r}\frac{k_\mu k_\nu}{2m^2}.$$

Формфакторы g в отличие от формфакторов f меняют знаки при обращении времени, когда $\phi \to \phi^*$. В работе мы полагали все формфакторы g равными нулю.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 ноября 1965 года.

Литература

1. Дао Вонг Дык, Фам Куи Ты. Препринт ОИЯИ, Р-2034, Дубна, 1965.
2. Као Тя, Нгуен Ван Хьеу, Б. Среднява. Препринт ОИЯИ, Р-2400, Дубна, 1965.
3. R.Delbourgo, M.A.Rashid and J.Strathdee, IC/65/37, Trieste, 1965.
4. R.Gatto, L.Maiani, G.Preparata, TH 65/13-14, Florence, 1965.
5. Н.Н. Боголюбов, Нгуен Ван Хьеу, Д. Стоянов, Б.В. Струминский, А.Н. Тавхелидзе, В.П. Шелест. Препринт ОИЯИ, Д-2075, Дубна, 1965.
6. П.Н. Боголюбов. Препринты ОИЯИ, Р-2098, Р- 2186, Дубна, 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 ноября 1965 г.

Таблица мезонных резонансов

j^{PC}	T=0	T=0	T=I	T=I/2
2+	f': I520±20	f: I253	A_2: I320	K^{**}: I430
I+-	E: I420	E': II20+50	B: I2I5	C': I330
I++	D: I280	D': 970±50	A_1: I090	C: I2I5
0+	II40	800±50	950	I090
I-	I420	II20±50	I2I5	I330
0-	I420	II20±50	I2I5	I330

Массы известных резонансов подчеркнуты.

Замечание при корректуре

Когда эта работа была уже написана, мы смогли ознакомиться с заметкой Я.И. Азимова, В.В. Анисовича, А.А. Ансельма, Т.С. Данилова, И.Т. Дятлова (см. ЖЭТФ, Письма в редакцию, II , вып. 3, 109 (1965)), в которой рассматривается нерелятивистская составная модель высших мезонных и барионных резонансов. Часть результатов, касающаяся мезонных резонансов, полученных в нашей работе, совпадает с их результатами.