

1116/82

9/III - 82



объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

P4-81-791

С.М.Доркин, Б.Л.Резник, А.И.Титов

СТРУКТУРА СПЕКТРА  
ШЕСТИКВАРКОВЫХ СОСТОЯНИЙ

*Направлено в ЯФ*

1981

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время имеются экспериментальные указания на возможное проявление многокварковых состояний с нулевой странностью. Это, во-первых, результаты фазового анализа нуклон-нуклонного взаимодействия<sup>/1/</sup>, которые указывают на существование  ${}^1D_2(2,23)$  и  ${}^3F_3(2,38)$  дибарионных резонансов с ширинами  $\Gamma \approx 100-150$  МэВ. Во-вторых, - реакции с большой передачей импульса: упругое<sup>/2/</sup> и глубоконеупругое<sup>/3/</sup> рассеяние электронов дейтронами, кумулятивные процессы<sup>/4/</sup>. Теоретический анализ этих реакций<sup>/5,6/</sup> приводит к необходимости существования в атомных ядрах таких короткодействующих нуклон-нуклонных корреляций, когда межнуклонное расстояние становится сравнимым или даже меньше радиуса кора нуклон-нуклонных сил. В этом случае нуклоны, состоящие из кварков, теряют свою индивидуальность, и мы имеем дело с шести ( $q^6$ )-, девяти ( $q^9$ )-, двенадцати ( $q^{12}$ )-кварковыми системами. Так, вероятность присутствия шестикварковой фазы в дейтроне, из анализа различных экспериментальных данных, оценивается величиной  $/2 \div 7/ \cdot 10^{-2}$ .

В работе<sup>/7/</sup> был проведен микроскопический расчет вероятности шестикварковой фазы в дейтроне с учетом только двух простейших состояний с кварками в пространственных  $s^6$ - и  $s^4 p^2$ -облочках. В расчете принималась во внимание связь нуклон-нуклонного канала с шестикварковым, а микроскопический кварк-кварковый потенциал выбирался так, чтобы воспроизвести свойства обычных адронов, мезонов и барионов. Расчет привел к значению вероятности на уровне  $5 \cdot 10^{-3}$ , что примерно на порядок меньше вероятностей, извлеченных из анализа экспериментальных данных. Причина расхождения детально не исследовалась, но одно из предположений состояло в том, что вклад в шестикварковую фазу дают несколько  $q^6$ -состояний, имеющих близкие массы<sup>/8/</sup>.

Микроскопический расчет ширин изолированных дибарионных резонансов в нуклон-нуклонном рассеянии<sup>/9,10/</sup> приводит к величинам  $\Gamma \approx 10-50$  МэВ, что существенно меньше тех значений, которые получаются в результате обработки экспериментальных данных<sup>/11/</sup>. Причина расхождения может состоять в том, что наблюдаемые резонансы суть результат наложения нескольких близлежащих состояний.

Все это говорит о том, что в настоящее время становится актуальным детальное исследование свойств мультикварковых сис-

тем - для начала простейших - шестикварковых, и в первую очередь - расчет их спектров.

Первый расчет такого рода был сделан в работе<sup>/12/</sup>, где рассматривались специфические "ротационные" возбужденные состояния. При этом  $q^6$ -система представлялась в виде струны с закрепленными на концах цветными кварковыми кластерами, т.е. была сильно деформирована. Однако в расчете масс использовались формулы сферического кваркового мешка, что трудно согласовать с самой идеей модели. Поэтому вопрос о плотности  $q^6$ -состояний, по существу, остался открытым.

В настоящей работе мы исследуем спектр возбужденных состояний, в которых кварки кроме нижней  $s$ -оболочки<sup>/13/</sup> могут занимать и более высокие. Первый шаг в этом направлении был сделан в работе<sup>/14/</sup>, где исследовалась конфигурация с орбитальной схемой Юнга [42]. Мы учитываем все конфигурации в энергетическом интервале 2,2-3,1 ГэВ, разрешенные принципом Паули, которые могут проявиться в нуклон-нуклонном канале. Расчет проведен в рамках модели сферического кваркового мешка MIT bag<sup>/15/</sup>.

## 2. СТРУКТУРА ШЕСТИКВАРКОВЫХ СОСТОЯНИЙ

Волновая функция шестикваркового  $q^6$ -состояния должна быть /а/ антисимметричной, /б/ цветовым синглетом. Условие /а/ следует из принципа Паули, /б/ означает "бесцветность"  $q^6$ -систем. Эти условия налагают ограничения на структуру спиновых (S), изоспиновых (I) и орбитальных (X) волновых функций рассматриваемых систем.

Для анализа структуры волновых функций  $q^6$ -конфигураций естественным аппаратом является теория представлений групп перестановок  $S_n$ <sup>/16/</sup>, в нашем случае -  $S_6$ . Исследование структуры волновых функций  $q^6$ -состояний проведем следующим образом:

1/ Полную антисимметричную волновую функцию, преобразующуюся по представлению  $[1^6]$  группы  $SU(24)$ , разложим по внутренним произведениям цветоспиновой (CS) и орбитально-изоспиновой (XI) функций, преобразующихся по представлениям групп  $SU(6)$  и  $SU(4)$  соответственно. Неприводимые представления групп  $SU(6)$  и  $SU(4)$  задаются схемами Юнга  $Y_{CS}$  и  $Y_{XI}$ , при этом они должны быть сопряженными:

$$[1^6]_{CSIX} \rightarrow Y_{CS} \otimes Y_{XI}, \quad Y_{CS} = \bar{Y}_{XI}. \quad //$$

2/ Цветоспиновую (CS) функцию разложим по внутренним произведениям цветной (C) и спиновой функций, которые преобразуются по представлениям групп  $SU(3)$  и  $SU(2)$  со схемами Юнга  $Y_C$

и  $Y_S$  соответственно. При этом учитываем, что волновая функция есть цветовой синглет

$$Y_{CS} \rightarrow Y_C \otimes Y_S \quad , \quad Y_C = [2^3] \quad /2/$$

3/ И, наконец, XI -функцию разложим по внутренним произведениям орбитальных и изоспиновых функций, преобразующихся по неприводимым представлениям  $Y_X$  и  $Y_I$  группы  $SU(2)$ :

$$Y_{XI} \rightarrow Y_X \otimes Y_I \quad . \quad /3/$$

Из множества получаемых таким образом состояний рассмотрим лишь те, которые могут дать вклад в нуклон-нуклонный канал. Это означает, что представление группы  $SU(6)$ , по которому преобразуется цветоспиновая функция, должно содержаться в разложении прямого произведения  $Y_{CS}^{(N)} \times Y_{CS}^{(N)}$ , где  $Y_{CS}^{(N)} = [21]$  - цветоспиновая схема Юнга нуклона. Орбитальная же схема Юнга  $q^6$  -системы  $Y_X$  должна содержаться в разложении прямого произведения  $Y_X^{(N)} \times Y_X^{(N)}$ , где  $Y_X^{(N)} = [3]$  - орбитальная схема Юнга нуклона. Кроме того, мы ограничиваемся спиновыми и изоспиновыми схемами Юнга  $Y_S$  и  $Y_I$  вида  $[42]$  и  $[3^2]$ , означающими, что полный спин и изоспин системы могут принимать значения 0, 1.

Результаты теоретико-группового анализа  $q^6$  -состояний приведены в табл.1. Из нее видно, что несмотря на сделанные ограничения, число неэквивалентных состояний довольно велико.

Таблица 1

Структура шестикварковых волновых функций

S	CS	XI	I, X - содержание
1	[42]	[2 <sup>2</sup> 1 <sup>2</sup> ]	0 [42] <sub>X</sub> , 1 [3 <sup>2</sup> ] <sub>X</sub>
0	[41 <sup>2</sup> ]	[31 <sup>3</sup> ]	0 [3 <sup>2</sup> ] <sub>X</sub> , 1 [42] <sub>X</sub>
0	[3 <sup>2</sup> ]	[2 <sup>3</sup> ]	0 [3 <sup>2</sup> ] <sub>X</sub> , 1 [42] <sub>X</sub>
1	[321]	[321]	0([51] <sub>X</sub> + [42] <sub>X</sub> ), 1 ([51] <sub>X</sub> + 2 [42] <sub>X</sub> + [3 <sup>2</sup> ] <sub>X</sub> )
1	[31 <sup>3</sup> ]	[41 <sup>2</sup> ]	0 [42] <sub>X</sub> , 1 ([51] <sub>X</sub> + [42] <sub>X</sub> + [3 <sup>2</sup> ] <sub>X</sub> )
1	[2 <sup>3</sup> ]	[3 <sup>2</sup> ]	0 ([6] <sub>X</sub> + [42] <sub>X</sub> ), 1 ([51] <sub>X</sub> + [3 <sup>2</sup> ] <sub>X</sub> )
0	[2 <sup>2</sup> 1 <sup>2</sup> ]	[42]	0 ([51] <sub>X</sub> + [3 <sup>2</sup> ] <sub>X</sub> ), 1 ([6] <sub>X</sub> + [51] <sub>X</sub> + 2 [42] <sub>X</sub> )

Таблица 2

Орбитальная структура волновых функций

$Y_X$	Оболочечная структура						
[6]	$a^6$	$a^5b$	$a^4b^2$	$a^3b^3$	$a^2b^4$	$ab^5$	$b^6$
[51]		$a^5b$	$a^4b^2$	$a^3b^3$	$a^2b^4$	$ab^5$	
[42]			$a^4b^2$	$a^3b^3$	$a^2b^4$		
[3 <sup>2</sup> ]				$a^3b^3$			

Это число возрастет, если принять во внимание различную оболочечную структуру, допустимую схемой Юнга  $Y_X$  /табл.2/. Так, если имеются 2 оболочки, условно обозначенные  $a$  и  $b$ , то схеме Юнга  $Y_X=[6]$  соответствует не только оболочечная конфигурация  $a^6$ , рассмотренная ранее /13/, но и  $a^5b$ ,  $a^4b^2$ ,  $a^3b^3$ ,  $a^2b^4$ ,  $ab^5$ ,  $b^6$ . Полезно провести аналогию между спиновой и орбитальной структурами:  $Y_S=[6]$  соответствует спин  $S=3$ , а число спиновых проекций - 7. Схеме Юнга  $Y_X=[6]$  соответствует "квазиспин"  $\Sigma=3$ , а различные оболочечные конфигурации соответствуют проекциям "квазиспина" /14/.

### 3. РАСЧЕТ СПЕКТРА МАСС

Массы шестикварковых состояний рассчитывались в рамках модели кваркового сферического мешка MIT bag<sup>15/</sup>. Эта хромодинамическая модель хорошо описывает спектр масс мезонного и барионного октетов и декаплета барионов, что дает основание надеяться на справедливость модели при расчете масс  $q^6$ -систем. Отметим, что эта же модель обладает и рядом недостатков, один из которых - большой размер системы. Однако нашей задачей является не столько получение точных значений масс конкретных  $q^6$ -конфигураций, сколько исследование общих, качественных свойств спектра  $q^6$ -систем, которые главным образом определяются симметрийнми свойствами волновых функций и слабо зависят от феноменологических кварковых моделей. В этом смысле использование MIT bag модели представляется вполне разумным.

Масса многокварковой системы определяется формулой:

$$M(R) = \frac{\sum n_i \omega_i}{R} + \frac{4\pi}{3} BR^3 - \frac{Z_0}{R} + \Delta E_{CM} + \Delta E_{CE}, \quad /4/$$

где  $\omega_i$  - кинетическая энергия кварка в  $i$ -ой оболочке,  $B$  - внешнее давление, обуславливающее конфайнмент  $/B^{1/4} = 145 \text{ МэВ}/$ ,

-  $\frac{Z_0}{R}$  - вклад вакуумных флуктуаций ( $Z_0=1,84$ ), а  $\Delta E_{CM}$  и  $\Delta E_{CE}$  - вклады остаточных цветомагнитного и цветоэлектрического кварк-глюонных взаимодействий. Зависимость от радиуса  $R$  в /4/ устраняется требованием  $dM/dR=0$ , что фиксирует величину радиуса мешка.

В силу граничных условий модели кварки могут находиться в  $s$ - и  $p$ -оболочках с полным спином  $J=1/2$ , поэтому порядок заполнения оболочек следующий:  $1s_{1/2}$ ,  $1p_{1/2}$ ,  $2s_{1/2}$ ,  $2p_{1/2}$ . В расчетах мы ограничиваемся лишь тремя первыми уровнями, поскольку заполнение высших оболочек приведет к состояниям с существенно большей массой. Для этих оболочек величины равны:

$$\omega_{1s} = 2,04, \quad \omega_{1p} = 3,81, \quad \omega_{2s} = 5,40. \quad /5/$$

Оператор цветомагнитного взаимодействия  $H_{CM}$  имеет вид:

$$H_{CM} = -\frac{1}{R} \sum_{i>j} \mu_{ij} (\lambda^a \vec{\sigma})_i (\lambda^a \vec{\sigma})_j, \quad /6/$$

где

$$\mu_{ij} = 3\alpha_c \mu_i \mu_j I_{ij}. \quad /7/$$

В /7/ параметр, связанный с кварк-глюонным взаимодействием,  $\alpha_c = 0,55$ .

$$\mu_i = \frac{4\omega_i + 3k_i}{12\omega_i(\omega_i + k_i)}, \quad /8/$$

где  $k=-1$  для  $s$ - и  $k=+1$  для  $p$ -оболочек, а  $I_{ij}$  определяется формулой

$$I_{ij} = 1 + \frac{2}{(4\omega_i + 3k_i)(4\omega_j + 3k_j)} \left\{ -3(2\omega_i + k_i)(2\omega_j + k_j) - 4\omega_i\omega_j + \frac{\omega_i\omega_j}{\sin^2\omega_i \sin^2\omega_j} \times \right. \\ \left. \times [2\omega_i \operatorname{si}(2\omega_i) + 2\omega_j \operatorname{si}(2\omega_j) - (\omega_i + \omega_j) \operatorname{si}(2\omega_i + 2\omega_j) - (\omega_i - \omega_j) \operatorname{si}(2\omega_i - 2\omega_j)] \right\}. \quad /9/$$

Оператор цветоэлектрического взаимодействия  $\hat{H}_{CE}$  записывается в виде

$$H_{CE} = \frac{1}{2R} \sum_{i,j} \epsilon_{ij} \vec{\lambda}_i \vec{\lambda}_j, \quad /10/$$

где коэффициенты  $\epsilon_{ij}$  определяются формулой

$$\epsilon_{ij} = \frac{\alpha_c}{(\omega_i - \sin^2\omega_i/\omega_i)(\omega_j - \sin^2\omega_j/\omega_j)} \int_0^1 \frac{dy}{y^2} (\omega_i y - \frac{\sin^2\omega_i y}{\omega_i y})(\omega_j y - \frac{\sin^2\omega_j y}{\omega_j y}). \quad /11/$$

Таблица 3

Динамические коэффициенты  $\mu_{ij}$  и  $\epsilon_{ij}$ 

i	j	$\mu_{ij}$	$\epsilon_{ij}$
1S	1S	0,097	0,153
1S	1P	0,061	0,210
1S	2S	0,040	0,219
1P	1P	0,065	0,305
2S	2S	0,047	0,369

Численные значения для динамических коэффициентов  $\mu_{ij}$  и  $\epsilon_{ij}$  приведены в табл. 3.

В случае  $1s^6$  состояний  $\Delta E_{CM}$  легко рассчитывается с помощью техники операторов Казимира /15/

$$\sum_{i>j} \mu_{ij} (\lambda^a \vec{\sigma})_i (\lambda^a \vec{\sigma})_j = \mu_{1s 1s} C_6^{CS} - \frac{4}{3} s(s+1) - 48, \quad /12/$$

где  $C_6^{CS}$  - собственное значение квадратичного оператора Казимира, которое для неприводимого представления  $Y_{CS}$  группы  $SU(6)$ , задаваемого схемой Юнга  $Y_{CS} = [f_1 f_2 f_3 \dots]$ , имеет вид

$$C_6^{CS} = 2[f_1(f_1-1) + f_2(f_2-3) + f_3(f_3-5) + \dots + 30], \quad /13/$$

$\Delta E_{CE}$  для  $1s^6$  состояний равно нулю - следствие того, что волновая функция  $q^6$  состояния есть цветовой синглет:

$$\frac{1}{2} \sum_{i,j} \epsilon_{ij} \vec{\lambda}_i \vec{\lambda}_j = \frac{1}{2} \epsilon_{1s 1s} (\sum_i \vec{\lambda}_i)^2 = 0. \quad /14/$$

При расчете масс более сложных оболочечных конфигураций формулами /12/ и /14/ пользоваться уже нельзя, т.к. коэффициенты  $\mu_{ij}$  и  $\epsilon_{ij}$  сильно различаются для различных оболочечных конфигураций, что видно из табл. 3. В этом случае необходимо использовать технику двухчастичных генеалогических коэффициентов /14/, которые появляются в разложении волновой функции  $q^6$ -состояния  $\psi_6$  по произведениям  $\psi_4$  и  $\psi_2$ , волновых функций  $q^4$  и  $q^2$ -состояний соответственно:

$$\psi_6 = \sum_{\alpha, \beta} C_{\alpha\beta} \psi_4(\alpha) \psi_2(\beta). \quad /15/$$

Здесь  $\alpha$  и  $\beta$  характеризуют соответственно  $q^4$  и  $q^2$  системы и включают в себя квантовые числа цветоспина, цвета, спина и оболочечных конфигураций, а  $C_{\alpha\beta}$  - генеалогические коэффициенты, метод вычисления которых был развит в работе /17/.

Таблица 4

Энергия шестикварковых состояний

$\mu_1 = \mu_{1s1s}$     $\mu_2 = \mu_{1s1p}$     $\mu_3 = \mu_{1s2s}$     $\mu_4 = \mu_{1p1p}$     $\mu_5 = \mu_{2s2s}$   
 $\epsilon_1 = \epsilon_{1s1s}$     $\epsilon_2 = \epsilon_{1s2p}$     $\epsilon_3 = \epsilon_{1s2s}$     $\epsilon_4 = \epsilon_{1p1p}$     $\epsilon_5 = \epsilon_{2s2s}$

[CS]	S	[X]	I	обол. стр.	$\pi$	$\Delta E_{CM} \cdot R$	$\Delta E_{CE} \cdot R$	$\Delta E_{CM}$ МэВ	$\Delta E_{CE}$ МэВ	$E$ МэВ
I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
[42]	1	[42]	0	$1S^4 1P^2$	+1	$-\frac{3}{5}\mu_1 - \frac{12}{5}\mu_2 - \frac{13}{3}\mu_4$	$\frac{73}{15}(\epsilon_1 - 2\epsilon_2 + \epsilon_4)$	-263	26	2390
			0	$1S^4 2S^2$	+1	$-\frac{3}{5}\mu_1 - \frac{12}{5}\mu_3 - \frac{13}{3}\mu_5$	$\frac{73}{15}(\epsilon_1 - 2\epsilon_3 + \epsilon_5)$	-168	54	2951
			0	$1S^3 1P^3$	-1	$-\frac{33}{10}\mu_1 - \frac{34}{15}\mu_2 - \frac{33}{10}\mu_4$	$\frac{33}{10}(\epsilon_1 - 2\epsilon_2 + \epsilon_4)$	-236	17	2653
		[32]	1	$1S^3 1P^3$	-1	$-\frac{33}{10}\mu_1 - \frac{34}{15}\mu_3 - \frac{33}{10}\mu_5$	$\frac{33}{10}(\epsilon_1 - 2\epsilon_3 + \epsilon_5)$	-236	17	2653
[44 <sup>2</sup> ]	0	[42]	1	$1S^4 1P^2$	+1	$-\frac{7}{3}\mu_1 - 2\mu_2 - \frac{18}{3}\mu_4$	$\frac{23}{3}(\epsilon_1 - 2\epsilon_2 + \epsilon_4)$	-230	16	2396
			1	$1S^4 2S^2$	+1	$-\frac{7}{3}\mu_1 - 2\mu_3 - \frac{18}{3}\mu_5$	$\frac{23}{3}(\epsilon_1 - 2\epsilon_3 + \epsilon_5)$	-208	32	2872
			1	$1S^3 1P^3$	-1	$-\frac{13}{3}\mu_1 - \frac{46}{3}\mu_2 - \frac{13}{3}\mu_4$	$\frac{13}{3}(\epsilon_1 - 2\epsilon_2 + \epsilon_4)$	-228	23	2668
		[32]	0	$1S^3 1P^3$	-1	$-\frac{13}{3}\mu_1 - \frac{46}{3}\mu_3 - \frac{13}{3}\mu_5$	$\frac{13}{3}(\epsilon_1 - 2\epsilon_3 + \epsilon_5)$	-228	23	2668
[32]	0	[42]	1	$1S^4 1P^2$	+1	$-\frac{7}{2}\mu_1 - \frac{47}{2}\mu_2 + 3\mu_4$	$\frac{139}{18}\epsilon_1 - \frac{205}{18}\epsilon_2 + \frac{11}{3}\epsilon_4$	-226	-12	2386
			1	$1S^4 2S^2$	+1	$-\frac{7}{2}\mu_1 - \frac{47}{2}\mu_3 + 3\mu_5$	$\frac{139}{18}\epsilon_1 - \frac{205}{18}\epsilon_3 + \frac{11}{3}\epsilon_5$	-155	5	2915
			1	$1S^3 1P^3$	-1	$-\frac{5}{2}\mu_1 - 19\mu_2 - \frac{5}{2}\mu_4$	$\frac{9}{2}(\epsilon_1 - 2\epsilon_2 + \epsilon_4)$	-216	24	2680
		[32]	0	$1S^3 1P^3$	-1	$-\frac{5}{2}\mu_1 - 19\mu_3 - \frac{5}{2}\mu_5$	$\frac{9}{2}(\epsilon_1 - 2\epsilon_3 + \epsilon_5)$	-216	24	2680
[321]	1	[51]	0	$1S^5 1P$	-1	$-\frac{20}{3}\mu_1 - \frac{8}{3}\mu_2$	$\frac{8}{3}(\epsilon_1 - \epsilon_2)$	-100	-22	2250
			0	$1S^5 2S$	+1	$-\frac{20}{3}\mu_1 - \frac{8}{3}\mu_3$	$\frac{8}{3}(\epsilon_1 - \epsilon_3)$	-106	-25	2467
			0	$1S^4 1P^2$	+1	$-\frac{4}{3}\mu_1 - \frac{64}{15}\mu_2 - \frac{56}{15}\mu_4$	$\frac{12}{5}(\epsilon_1 - 2\epsilon_2 + \epsilon_4)$	-89	13	2549
			0	$1S^4 2S^2$	+1	$-\frac{4}{3}\mu_1 - \frac{64}{15}\mu_3 - \frac{56}{15}\mu_5$	$\frac{12}{5}(\epsilon_1 - 2\epsilon_3 + \epsilon_5)$	-65	26	3025
			0	$1S^3 1P^3$	-1	$-\frac{5}{2}\mu_1 + \frac{13}{3}\mu_2 - \frac{5}{2}\mu_4$	$\frac{5}{2}(\epsilon_1 - 2\epsilon_2 + \epsilon_4)$	-50	13	2835
		[42]	0	$1S^4 1P^2$	+1	$-\frac{28}{15}\mu_1 - \frac{14}{3}\mu_2 - \frac{238}{33}\mu_4$	$\frac{13}{5}(\epsilon_1 - 2\epsilon_2 + \epsilon_4)$	-127	13	2522
			0	$1S^4 2S^2$	+1	$-\frac{28}{15}\mu_1 - \frac{14}{3}\mu_3 - \frac{238}{33}\mu_5$	$\frac{13}{5}(\epsilon_1 - 2\epsilon_3 + \epsilon_5)$	-122	12	2954
			0	$1S^3 1P^3$	-1	$-\frac{8}{15}\mu_1 - \frac{316}{33}\mu_2 - \frac{8}{15}\mu_4$	$\frac{28}{15}(\epsilon_1 - 2\epsilon_2 + \epsilon_4)$	-81	11	2802



Таблица 4 / продолжение /

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	II		
[321]	1	[51]	1	$1S^51P$	-1	$-\frac{20}{3}M_1 - \frac{8}{3}M_2$	$\frac{8}{3}(E_1 - E_2)$	-100	-22	2250		
			1	$1S^52S$	+1	$-\frac{20}{3}M_1 - \frac{8}{3}M_3$	$\frac{8}{3}(E_1 - E_3)$	-106	-25	2467		
			1	$1S^41P^2$	+1	$-\frac{4}{3}M_1 - \frac{28}{15}M_2 - \frac{20}{3}M_4$	$\frac{6}{3}E_1 - \frac{11}{2}E_2 + E_4$	-120	4	2510		
			1	$1S^42S^2$	+1	$-\frac{4}{3}M_1 - \frac{28}{15}M_3 - \frac{20}{3}M_5$	$\frac{6}{3}E_1 - \frac{11}{2}E_3 + E_5$	-79	1	3005		
			1	$1S^31P^3$	-1	$-\frac{8}{3}M_1 - \frac{122}{15}M_2 - \frac{8}{3}M_4$	$\frac{8}{3}(E_1 - 2E_2 + E_4)$	-81	9	2800		
	[32]	1	[32]	1	$1S^31P^3$	-1	$-\frac{8}{15}M_1 - \frac{316}{39}M_2 - \frac{8}{15}M_4$	$\frac{28}{15}(E_1 - 2E_2 + E_4)$	-81	11	2802	
				[42]	1	$1S^41P^2$	+1	$-\frac{13}{3}M_1 - \frac{28}{9}M_2 - \frac{17}{9}M_4$	$\frac{14}{3}(E_1 - 2E_2 + E_4)$	-104	10	2532
					1	$1S^42S^2$	+1	$-\frac{13}{3}M_1 - \frac{28}{9}M_3 - \frac{17}{9}M_5$	$\frac{14}{3}(E_1 - 2E_3 + E_5)$	-86	21	2999
	[42]	2	[42]	1	$1S^41P^2$	+1	$-\frac{14}{3}M_1 + \frac{5}{3}M_2 - \frac{47}{3}M_4$	$\frac{8}{3}(E_1 - 2E_2 + E_4)$	-102	3	2489	
				1	$1S^42S^2$	+1	$-\frac{14}{3}M_1 + \frac{5}{3}M_3 - \frac{47}{3}M_5$	$\frac{8}{3}(E_1 - 2E_3 + E_5)$	-84	6	2986	
				1	$1S^31P^3$	-1	$-2M_1 - \frac{16}{3}M_2 - 2M_4$	$2(E_1 - 2E_2 + E_4)$	-89	10	2794	
	[31 <sup>3</sup> ]	1	[32]	1	$1S^31P^3$	-1	$\frac{8}{15}M_1 + \frac{8}{3}M_2 + \frac{8}{15}M_4$	$\frac{8}{3}(E_1 - 2E_2 + E_4)$	26	14	2911	
				[51]	1	$1S^51P$	-1	$\frac{4}{3}M_1 + 2M_2$	$\frac{4}{3}(E_1 - E_2)$	40	-2	2388
					1	$1S^52S$	+1	$\frac{4}{3}M_1 + 2M_3$	$\frac{4}{3}(E_1 - E_3)$	21	-12	2609
					1	$1S^41P^2$	+1	$\frac{2}{15}M_1 + \frac{8}{3}M_2 + \frac{14}{15}M_4$	$\frac{8}{3}(E_1 - 2E_2 + E_4)$	24	9	2659
1					$1S^42S^2$	+1	$\frac{2}{15}M_1 + \frac{8}{3}M_3 + \frac{14}{15}M_5$	$\frac{8}{3}(E_1 - 2E_3 + E_5)$	16	18	3098	
1					$1S^31P^3$	-1	$\frac{4}{3}M_1 + \frac{4}{3}M_2$	$\frac{8}{3}(E_1 - E_2)$	30	-15	2886	
[42]		0	[42]	0	$1S^41P^2$	+1	$\frac{4}{3}M_1 + \frac{18}{5}M_2 + \frac{2}{15}M_4$	$\frac{738}{9}E_1 - \frac{75}{9}E_2 + \frac{37}{9}E_4$	37	23	2686	
				0	$1S^42S^2$	+1	$\frac{4}{3}M_1 + \frac{18}{5}M_3 + \frac{2}{15}M_5$	$\frac{738}{9}E_1 - \frac{75}{9}E_3 + \frac{37}{9}E_5$	22	9	3090	
				0	$1S^31P^3$	-1	$\frac{8}{15}M_1 + \frac{24}{15}M_2 + \frac{8}{15}M_4$	$\frac{16}{3}(E_1 - 2E_2 + E_4)$	26	17	2914	
[42]		1	[42]	1	$1S^41P^2$	+1	$\frac{8}{3}M_1 - \frac{1}{15}M_2 + \frac{1}{15}M_4$	$\frac{16}{3}(E_1 - 2E_2 + E_4)$	26	18	2670	
				1	$1S^42S^2$	+1	$\frac{8}{3}M_1 - \frac{1}{15}M_3 + \frac{1}{15}M_5$	$\frac{16}{3}(E_1 - 2E_3 + E_5)$	29	36	3129	

Таблица 4 / продолжение /

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	II	
[31 <sup>2</sup> ]	1	[42]	1	1S <sup>3</sup> 1P <sup>3</sup>	-1	$\frac{16}{15}\mu_1 + \frac{8}{15}\mu_2 + \frac{16}{15}\mu_4$	$\frac{16}{5}(e_1 - 2e_2 + e_4)$	28	17	2916	
[2 <sup>2</sup> ]	1	[6]	0	1S <sup>6</sup>	+1	$\frac{8}{3}\mu_1$	0	39	0	2147	
			0	1S <sup>5</sup> 1P	-1	$\frac{16}{3}\mu_1 + \frac{8}{3}\mu_2$	$\frac{8}{3}(e_1 - e_2)$	33	-17	2388	
			0	1S <sup>5</sup> 2S	+1	$\frac{16}{3}\mu_1 + \frac{8}{3}\mu_3$	$\frac{8}{3}(e_1 - e_3)$	31	-25	2605	
			0	1S <sup>4</sup> 1P <sup>2</sup>	+1	$\frac{16}{15}\mu_1 + \frac{64}{45}\mu_2 + \frac{8}{45}\mu_4$	$\frac{8}{5}(e_1 - 2e_2 + e_4)$	28	9	2662	
			0	1S <sup>4</sup> 2S <sup>2</sup>	+1	$\frac{16}{15}\mu_1 + \frac{64}{45}\mu_3 + \frac{8}{45}\mu_5$	$\frac{8}{5}(e_1 - 2e_3 + e_5)$	22	18	3104	
			0	1S <sup>3</sup> 1P <sup>3</sup>	-1	$\frac{8}{15}\mu_1 + \frac{8}{15}\mu_2 + \frac{8}{15}\mu_4$	$\frac{8}{3}(e_1 - 2e_2 + e_4)$	26	14	2911	
	[51]	1	1S <sup>5</sup> 1P	-1	$\frac{16}{3}\mu_1 + \frac{8}{3}\mu_2$	$\frac{8}{3}(e_1 - e_2)$	33	-17	2388		
		1	1S <sup>5</sup> 2S	+1	$\frac{16}{3}\mu_1 + \frac{8}{3}\mu_3$	$\frac{8}{3}(e_1 - e_3)$	31	-25	2605		
		1	1S <sup>4</sup> 1P <sup>2</sup>	+1	$\frac{16}{15}\mu_1 + \frac{64}{45}\mu_2 + \frac{8}{45}\mu_4$	$\frac{8}{5}(e_1 - 2e_2 + e_4)$	28	9	2662		
		1	1S <sup>4</sup> 2S <sup>2</sup>	+1	$\frac{16}{15}\mu_1 + \frac{64}{45}\mu_3 + \frac{8}{45}\mu_5$	$\frac{8}{5}(e_1 - 2e_3 + e_5)$	22	18	3104		
		1	1S <sup>3</sup> 1P <sup>3</sup>	-1	$\frac{8}{15}\mu_1 + \frac{8}{15}\mu_2 + \frac{8}{15}\mu_4$	$\frac{8}{3}(e_1 - 2e_2 + e_4)$	26	14	2911		
	[32]	1	1S <sup>3</sup> 1P <sup>3</sup>	-1	$\frac{8}{15}\mu_1 + \frac{8}{15}\mu_2 + \frac{8}{15}\mu_4$	$\frac{8}{3}(e_1 - 2e_2 + e_4)$	26	14	2911		
	[42]	0	1S <sup>4</sup> 1P <sup>2</sup>	+1	$\frac{16}{15}\mu_1 + \frac{64}{45}\mu_2 + \frac{8}{45}\mu_4$	$\frac{8}{5}(e_1 - 2e_2 + e_4)$	28	9	2662		
		0	1S <sup>4</sup> 2S <sup>2</sup>	+1	$\frac{16}{15}\mu_1 + \frac{64}{45}\mu_3 + \frac{8}{45}\mu_5$	$\frac{8}{5}(e_1 - 2e_3 + e_5)$	22	18	3104		
		0	1S <sup>3</sup> 1P <sup>3</sup>	-1	$\frac{8}{15}\mu_1 + \frac{8}{15}\mu_2 + \frac{8}{15}\mu_4$	$\frac{8}{3}(e_1 - 2e_2 + e_4)$	26	14	2911		
	[2 <sup>2</sup> 1 <sup>2</sup> ]	0	[51]	0	1S <sup>5</sup> 1P	-1	$8\mu_2$	$\frac{8}{3}(e_1 - e_2)$	71	-22	2421
				0	1S <sup>5</sup> 2S	+1	$8\mu_3$	$\frac{8}{3}(e_1 - e_3)$	46	-24	2618
				0	1S <sup>4</sup> 1P <sup>2</sup>	+1	$\frac{8}{3}(\mu_1 + \mu_2 + \mu_4)$	$\frac{16}{3}(e_1 - 2e_2 + e_4)$	31	17	2675
				0	1S <sup>4</sup> 2S <sup>2</sup>	+1	$\frac{8}{3}(\mu_1 + \mu_3 + \mu_5)$	$\frac{16}{3}(e_1 - 2e_3 + e_5)$	65	36	3165
				0	1S <sup>3</sup> 1P <sup>3</sup>	-1	$\frac{32}{3}\mu_1 + \frac{8}{3}\mu_2 + \frac{32}{3}\mu_4$	$\frac{32}{3}(e_1 - 2e_2 + e_4)$	86	19	2977
[32]		0	1S <sup>3</sup> 1P <sup>3</sup>	-1	$\frac{11}{2}\mu_1 - 3\mu_2 + \frac{11}{2}\mu_4$	$\frac{11}{3}(e_1 - 2e_2 + e_4)$	97	19	2987		
[6]	1	1S <sup>6</sup>	+1	$8\mu_1$	0	118	0	2226			

Таблица 4 / продолжение /

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
[22] <sub>2</sub>	0	[6]	1	1S <sup>5</sup> 1P	-1	$\frac{16}{3}\mu_1 + \frac{8}{3}\mu_2$	$8(\epsilon_1 - \epsilon_2)$	98	-68	2404
			1	1S <sup>4</sup> 1P <sup>2</sup>	+1	$\frac{16}{5}\mu_1 + \frac{64}{15}\mu_2 + \frac{8}{15}\mu_4$	$\frac{24}{5}(\epsilon_1 - 2\epsilon_2 + \epsilon_4)$	84	25	2735
			1	1S <sup>4</sup> 2S <sup>2</sup>	+1	$\frac{16}{3}\mu_1 + \frac{64}{15}\mu_2 + \frac{8}{15}\mu_5$	$\frac{24}{5}(\epsilon_1 - 2\epsilon_3 + \epsilon_5)$	67	53	3184
			1	1S <sup>5</sup> 2S	+1	$\frac{16}{3}\mu_1 + \frac{8}{3}\mu_5$	$8(\epsilon_1 - \epsilon_3)$	89	-77	2614
			1	1S <sup>3</sup> 1P <sup>3</sup>	-1	$\frac{8}{3}\mu_1 + \frac{24}{5}\mu_2 + \frac{8}{3}\mu_4$	$\frac{64}{45}(\epsilon_1 - 2\epsilon_2 + \epsilon_4)$	62	23	2956
	[51]	1	1S <sup>5</sup> 1P	-1	$\frac{40}{3}\mu_1 + \frac{4}{3}\mu_2$	$5(\epsilon_1 - \epsilon_2)$	105	-42	2436	
		1	1S <sup>4</sup> 1P <sup>2</sup>	+1	$\frac{11}{2}\mu_1 + \frac{1}{3}\mu_2 + \frac{13}{6}\mu_4$	$\frac{13}{6}(\epsilon_1 - 2\epsilon_2 + \epsilon_4)$	88	11	2725	
		1	1S <sup>4</sup> 2S <sup>2</sup>	+1	$\frac{11}{2}\mu_1 + \frac{1}{3}\mu_2 + \frac{13}{6}\mu_5$	$\frac{13}{6}(\epsilon_1 - 2\epsilon_3 + \epsilon_5)$	86	24	3174	
		1	1S <sup>5</sup> 2S	+1	$\frac{20}{3}\mu_1 + \frac{4}{3}\mu_5$	$5(\epsilon_1 - \epsilon_3)$	99	-46	2653	
		1	1S <sup>3</sup> 1P <sup>3</sup>	-1	$\frac{11}{2}\mu_1 - 3\mu_2 + \frac{11}{2}\mu_4$	$\frac{11}{3}(\epsilon_1 - 2\epsilon_2 + \epsilon_4)$	97	19	2987	
	[42] <sub>1</sub>	1	1S <sup>4</sup> 1P <sup>2</sup>	+1	$\frac{4}{3}\mu_1 + \frac{64}{15}\mu_2 + \frac{12}{5}\mu_4$	$\frac{24}{5}(\epsilon_1 - 2\epsilon_2 + \epsilon_4)$	77	26	2730	
		1	1S <sup>4</sup> 2S <sup>2</sup>	+1	$\frac{4}{3}\mu_1 + \frac{64}{15}\mu_2 + \frac{12}{5}\mu_5$	$\frac{24}{5}(\epsilon_1 - 2\epsilon_3 + \epsilon_5)$	55	53	3172	
		1	1S <sup>3</sup> 1P <sup>3</sup>	-1	$\frac{16}{3}\mu_1 - \frac{8}{3}\mu_2 + \frac{16}{3}\mu_4$	$\frac{16}{15}(\epsilon_1 - 2\epsilon_2 + \epsilon_4)$	96	6	2976	
	[42] <sub>2</sub>	1	1S <sup>4</sup> 1P <sup>2</sup>	+1	$\frac{4}{3}\mu_1 + \frac{484}{45}\mu_2 + \frac{16}{15}\mu_4$	$\frac{16}{3}(\epsilon_1 - 2\epsilon_2 + \epsilon_4)$	92	28	2710	
		1	1S <sup>4</sup> 2S <sup>2</sup>	+1	$\frac{4}{3}\mu_1 + \frac{484}{45}\mu_2 + \frac{16}{15}\mu_5$	$\frac{16}{3}(\epsilon_1 - 2\epsilon_3 + \epsilon_5)$	77	60	3200	
		1	1S <sup>3</sup> 1P <sup>3</sup>	-1	$\frac{16}{3}\mu_1 + \frac{8}{3}\mu_2 + \frac{16}{3}\mu_4$	$5(\epsilon_1 - 2\epsilon_2 + \epsilon_4)$	84	26	2982	

Тогда остаточные взаимодействия  $\Delta E_{CM}$  и  $\Delta E_{CE}$  определяются суммой произведений весовых факторов двухкварковых состояний

$$\Gamma_{\beta} = \sum_{\alpha} |C_{\alpha\beta}|^2 \quad /16/$$

на соответствующие двухчастичные матричные элементы:

$$\Delta E_{CM} = -\frac{1}{R} \sum_{(ab)} \mu_{ab} \Delta_{ab}^M, \quad /17a/$$

$$\Delta E_{CE} = \frac{1}{2R} \sum_{(ab)} \epsilon_{ab} \Delta_{ab}^E, \quad /17b/$$

где

$$\Delta_{ab}^M = 15 \sum_{\beta} \Gamma_{\beta} \langle \beta(ab) | (\vec{\lambda}_1 \vec{\sigma}_1) (\vec{\lambda}_2 \vec{\sigma}_2) | \beta(ab) \rangle, \quad /18a/$$

$$\Delta_{ab}^E = 15 \sum_{\beta} \Gamma_{\beta} \langle \beta(ab) | (\vec{\lambda}_1 + \vec{\lambda}_2)^2 | \beta(ab) \rangle, \quad /18б/$$

а индексы  $ab$  фиксируют оболочечную структуру состояния  $q^6$ .

В табл. 4 приведены значения масс  $q^6$ -состояний и показан вклад  $\Delta E_{CM}$  и  $\Delta E_{CF}$ . Видно, что вклад цветомагнитного взаимодействия может быть велик и достигать величины  $\sim 300$  МэВ. Вклад цветоэлектрического взаимодействия по порядку величины меньше, чем вклад цветомагнитного, но может быть сравним с ним, и в общем случае его необходимо учитывать.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ. ВЫВОДЫ

Результаты расчета спектра масс  $q^6$  состояний показаны на рис. 1, 2 для различных значений изоспина  $I=0,1$  и четности  $\pi=\pm 1$ . Видно, что число уровней, соответствующих различным  $q^6$ -конфигурациям с энергией в интервале 2,2-3,1 ГэВ, велико. Среднее расстояние между уровнями приведено в табл. 5.

Итак, есть много неэквивалентных  $q^6$ -конфигураций, имеющих близкие массы. Это означает, что во всех задачах, связанных с выделением шестикварковых степеней свободы, кроме учета простейших состояний необходимо принимать во внимание и более сложные.

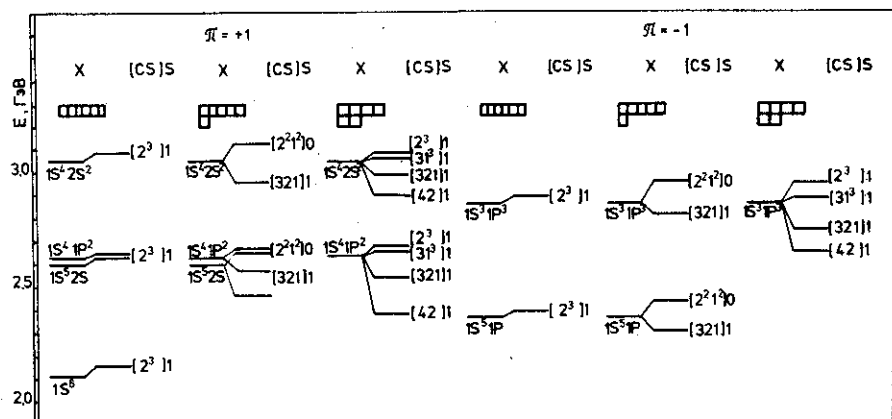


Рис. 1. Спектр масс шестикварковых состояний с  $I = 0$ .

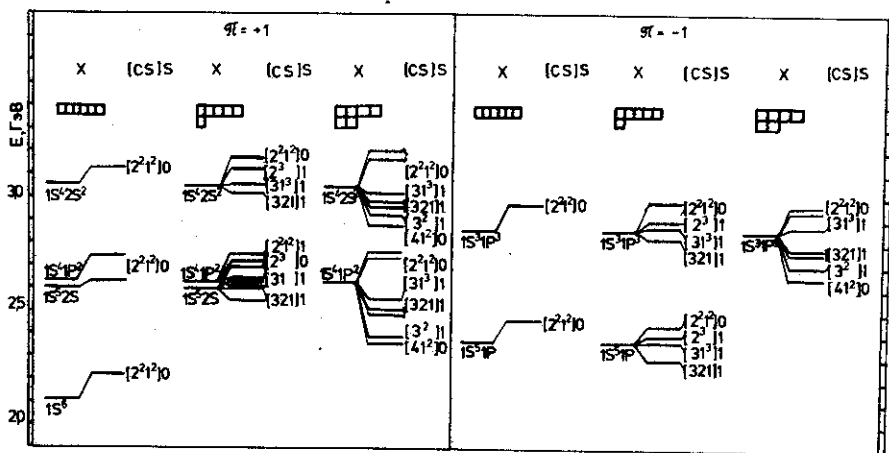


Рис.2. Спектр масс шестикварковых состояний с  $I = 1$ .

Таблица 5

Среднее расстояние между уровнями /МэВ/

		S = 0	S = 1
I = 0	$\pi = +1$	180	70
	$\pi = -1$	220	90
I = 1	$\pi = +1$	80	60
	$\pi = -1$	110	75

Во Введении указывалось, что микроскопический расчет вероятности  $q^6$ -фазы в дейтроне с учетом лишь нижайших состояний  $s^6$  и  $s^4 d^2$  привел к значению  $5 \cdot 10^{-8}$ , что примерно на порядок величины меньше ожидаемой - извлеченной из анализа экспериментальных данных реакции с большой передачей импульса и феноменологического описания  $pp$ -рассеяния в терминах  $P$ -матрицы [18]. Теперь становится ясным, что кроме двух нижайших состояний надо учесть и другие, близкие по массе, что приведет к увеличению суммарной вероятности.

Высокая плотность уровней может быть причиной отмеченного во введении несоответствия между теоретическими расчетами ширины изолированных шестикварковых состояний  $\Gamma \approx 10-50$  МэВ/ с данными фазового анализа  $pp$ -рассеяния  $\Gamma \approx 100-150$  МэВ/. Наблюдаемые широкие дибарионные резонансы могут быть результатом наложения нескольких близлежащих относительно узких резонансов.

Все это позволяет по-иному взглянуть на проблему кварковых степеней свободы в ядрах и поставить вопрос об извлечении некоторых общих статистических закономерностей в многокварковых системах.

Авторы благодарны профессору В.К.Лукиянову за многочисленные плодотворные обсуждения работы и ее результатов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Hoshizaki N. Progr.Theor.Phys., 1979, 61, p.29.
2. Arnold R.G. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p.1516.
3. Schutz W.P. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p.259.
4. Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, 8, с.429.
5. Лукьянов В.К.; Титов А.И. ЭЧАЯ, 1979, 10, с.815.
6. Burov V.V. et al. Phys.Lett., 1977, 67B, p.46.
7. Лукьянов В.К. и др. ОИЯИ, P2-12754, Дубна, 1979.
8. Лукьянов В.К., Титов А.И. В кн.: Труды Международной школы по структуре ядра. ОИЯИ, Д4-80-385, Дубна, 1980, с.357.
9. Матвеев В.А. В кн.: Множественное рождение частиц и предельная фрагментация ядер. ОИЯИ, Д1,2-12036, Дубна, 1978, с.137.
10. Dorkin S.M., Lukyanov V.K., Titov A.I. JINR, E2-80-43, Dubna, 1980.
11. Макаров М.М. В кн.: XVI школа ЛИЯФ, изд-во ЛИЯФ АН СССР, Л., 1981, с.163.
12. Aerts A.T.M. et al. Phys.Rev., 1980, D21, p.2653.
13. Matveev V.A., Sorba P. Lett.Nuovo Cim., 1977, 20, p.435.
14. Обуховский И.Т. и др. ЯФ, 1980, 31, с.516.
15. De Grand T. et al. Phys.Rev., 1975, D12, p.2060.
16. Хаммермеш М. Теория групп и ее применение к физическим проблемам. "Мир", М., 1966.
17. Дубовик В.М., Обуховский И.Т. ОИЯИ, P2-80-501, Дубна, 1980.
18. Simonov Yu.A. Preprint ITEP-63, Moscow, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел  
14 декабря 1981 года.