

**сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна**

P2-84-755

И.И.Бажанский, С.М.Доркин*, А.И.Титов

СПЕКТР МАСС СТРАННЫХ ДИБАРИОНОВ

* Дальневосточный государственный университет,
Владивосток

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа посвящена исследованию спектра масс дибарионов со странностью $\bar{s} = -1$, т.е. шестикварковых состояний, содержащих один странный кварк. Ранее в^{1/} был исследован спектр масс шестикварковых состояний, состоящих только из легких u - и d -кварков, которые могли бы быть кандидатами на роль дибарионных резонансов^{2/} в нуклон-нуклонных системах. Однако в^{1/} показано, что дибарионы имеют весьма высокую плотность уровней в области энергий 2-3 ГэВ, достигающую величины $1/20 \div 1/30 \text{ МэВ}^{-1}$, так что расстояние между уровнями по порядку величины совпадает с ожидаемой шириной изолированного шестикваркового уровня^{2,3/}. Это обстоятельство, по-видимому, является основной трудностью поиска дибарионов в NN -системах.

Вместе с тем, не решенным пока является вопрос о существовании изолированных странных дибарионов. Имеются экспериментальные указания на возможное существование таких систем^{4/}.

В настоящей работе проведено исследование структуры спектра странных $\bar{s} = -1$ дибарионов и рассчитан их спектр масс.

§1. СТРУКТУРА ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ СТРАННЫХ ДИБАРИОНОВ

Так же, как и в^{1/}, для анализа структуры волновой функции q^6 -конфигураций произведем редукцию полной антисимметричной волновой функции по квантовым числам спина - S , цвета - C , орбитальных состояний - X и унитарного спина - U , включающего изотопический спин - I и странность - \bar{s} . Для этого воспользуемся аппаратом теории представлений групп перестановок S_6 ^{5/}. Все основные результаты статьи^{1/} верны и для нашего случая. Единственным отличием будет то, что вместо неприводимых представлений Y_1 /группы $SU(2)$ / изоспиновых функций необходимо рассматривать неприводимые представления Y_U /группы $SU(3)$ / унитарных функций. Это естественным образом следует из присутствия в рассматриваемой нами системе странного кварка. В табл.1 показана структура волновых функций странных q^6 -систем. Подчеркнуты те q^6 -состояния, которые могут проявляться в нуклон-нуклонном канале^{1/}. Изоспиновое содержание U -мультиплетов приведено в табл.2.



Таблица 1

Структура волновых функций q^6 -систем

S	Y_{CS}	Y_{SU}	$[\mu]$, (X) - содержание
1			$[4_2](3^2), [4_1^2](4_2), [3^2](4_2), [321] \{ (5_1) + 2(4_2) + (3^2) \}, [2^3] \{ (5_1) + (3^2) \}.$
0			$4_2, [4_1^2] \{ (5_1) + (4_2) + (3^2) \}, 3^2, [321] \{ (5_1) + 2(4_2) + (3^2) \}, [2^3](4_2).$
0			$4_2, [4_1^2](3^2), 3^2, [321] \{ (5_1) + (4_2) \}, [2^3] \{ (6) + (4_2) \}.$
1,2			$[5_1] \{ (4_2) + (3^2) \}, [4_2] \{ (5_1) + 2(4_2) + (3^2) \}, [4_1^2] \{ (5_1) + 2(4_2) + (3^2) \}, [3^2] \{ (5_1) + (4_2) \}, [321] \{ (6) + 2(5_1) + 3(4_2) + 2(3^2) \}, [2^3] \{ (5_1) + (4_2) \}.$
1			$[5_1] \{ (5_1) + (4_2) \}, [4_2] \{ (5_1) + (4_2) + (3^2) \}, [4_1^2] \{ (6) + (5_1) + 2(4_2) + (3^2) \}, [3^2](4_2), [321] \{ (5_1) + 2(4_2) + (3^2) \}, [2^3](3^2).$
1,3			$[6](3^2), [5_1](4_2), [4_2] \{ (5_1) + (3^2) \}, [4_1^2](4_2), [3^2] \{ (6) + (4_2) \}, [2^3](3^2), [321] \{ (5_1) + (4_2) \}.$
0,2			$[6](4_2), [5_1] \{ (5_1) + (4_2) + (3^2) \}, [4_2] \{ (6) + (5_1) + 2(4_2) \}, [3^2] \{ (5_1) + (3^2) \}, [4_1^2] \{ (5_1) + (4_2) + (3^2) \}, [2^3](4_2), [321] \{ (5_1) + 2(4_2) + (3^2) \}.$

Таблица 2

Изоспиновое содержание U-мультиплетов

Y_U	I
[6]	3, 5/2, 2, 3/2, 1, 1/2, 0
[51]	5/2, 2, 3/2, 1, 1/2, 0
[42]	2, 3/2, 1, 1/2, 0
[41^2], [3^2]	3/2, 1, 1/2, 0
[321]	1, 1/2, 0
[2^3]	0

§2. РАСЧЕТ МАСС СТРАННЫХ ДИБАРИОНОВ

Массы шестикварковых состояний со странностью - 1, как и в $^{1/}$, рассчитываются в рамках модели кваркового сферического мешка MIT-bag $^{6/}$.

Масса многокварковой системы в MIT-bag определяется формулой:

$$M(R) = \sum_i n_i \omega_i + \frac{4\pi}{3} BR^3 - \frac{Z_0}{R} + \Delta E_{CM} \quad /1/$$

где R - радиус мешка; n_i - число кварков, имеющих энергию ω_i ; ω_i - кинетическая энергия кварка в i -й оболочке; B - внешнее давление, обуславливающее конфайнмент / $B^{1/4} = 145$ МэВ/; $-Z_0/R$ - вклад вакуумных флуктуаций / $Z_0 = 1,84$ /; ΔE_{CM} - вклад остаточного цветомагнитного взаимодействия. Зависимость от радиуса R в /1/ устраняется требованием $dM(R)/dR = 0$, что фиксирует величину радиуса мешка.

Энергия ΔE_{CM} определяется путем диагонализации оператора цветомагнитного взаимодействия \hat{H}_{CM} , который имеет вид

$$\hat{H}_{CM} = -\frac{1}{R} \sum_{i>j} \mu_{ij} (\lambda^a \vec{\sigma})_i (\lambda^a \vec{\sigma})_j \quad /2/$$

где μ_{ij} - динамические коэффициенты цветомагнитного взаимодействия и λ^a - генераторы Гелл-Манна группы $SU(3)$. Для вычисления ΔE_{CM} необходимо использовать технику двухчастичных генеалогических коэффициентов $^{7/}$, поскольку значения коэффициентов μ_{ij} зависят от массы кварков и от оболочек, в которых находятся кварки. Вычисление двухчастичных генеалогических коэффициентов требует весьма громоздких расчетов, поэтому для определения

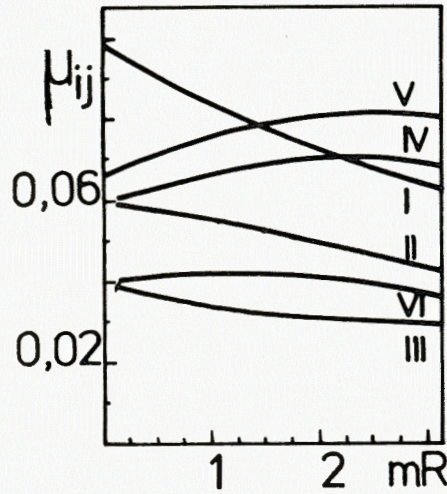


Рис.1. Зависимость μ_{ij} от mR .
 I - оба кварка находятся в $1s$ -оболочке; II - странный кварк в $1s$ -оболочке, нестранный - в $1p$ -оболочке; III - странный кварк в $1s$ -оболочке, нестранный - в $2s$ -оболочке; IV - странный кварк в $1p$ -оболочке, нестранный - в $1s$ -оболочке; V - странный кварк в $1p$ -оболочке, нестранный - в $2s$ -оболочке; VI - странный кварк в $2s$ -оболочке, нестранный - в $1s$ -оболочке.

вклада ΔE_{CM} мы используем приближенный метод:

$$\Delta E_{CM} = -\frac{\bar{\mu}}{R} \sum_{i>j} (\lambda^a \vec{\sigma})_i (\lambda^a \vec{\sigma})_j, \quad /3/$$

где $\bar{\mu}$ - усредненное значение коэффициентов μ_{ij} ,

$$\bar{\mu} = \frac{1}{C_6^2} \sum_{i,j} a_{ij} \mu_{ij}. \quad /4/$$

В формуле /4/ a_{ij} - число пар различных кварков, находящихся в i -й и j -й оболочках, а $C_6^2 = 15$ - общее число пар кварков в q^6 -системе.

На рис.1 показана зависимость различных коэффициентов μ_{ij} от mR , где R - радиус мешка.

Суммирование в /3/ может быть выполнено с помощью оператора Казимира

$$\sum_{i>j} (\lambda^a \vec{\sigma})_i (\lambda^a \vec{\sigma})_j = C_6^{CS} - \frac{4}{3} S(S+1) - 48, \quad /5/$$

где $C_6^{CS} = 2[f_1(f_1-1) + f_2(f_2-3) + \dots + 30]$ - собственное значение квадратичного оператора Казимира для представления группы $SU(6)$, задаваемого схемой Юнга $Y_{CS} = [f_1 f_2 \dots]$.

Для проверки приближения был проделан методический расчет масс q^6 -состояний в системе из нестранных кварков, по приближенной формуле /3/, который сравнивался с точным расчетом с использованием генеалогических коэффициентов. В табл. 3 приведены результаты такого сравнения. Из нее видно, что результаты расчета ΔE_{CM} по приближенному методу согласуются с точным. При этом в табл.3 представлены наименее благоприятные состояния, с наибольшим цветоспиновым расщеплением, что дает основание для использования приближенной формулы /3/.

Сравнение результатов точного и приближенного расчетов для некоторых нестранных q^6 -состояний

$ q^6\rangle$	M /МэВ/ точный	M /МэВ/ /приближенный/
$[42]_{CS}[42]_S[3^2]_U[42]_X$ $1s^4 1p^2$	2390	2349
$[41^2]_{CS}[3^2]_S[42]_U[42]_X$ $1s^4 1p^2$	2396	2356
$[2^2 1^2]_{CS}[3^2]_S[3^2]_U[51]_X$ $1s^5 1p$	2421	2443
$[42]_{CS}[42]_S[42]_U[3^2]_X$ $1s^3 1p^3$	2653	2609
$[2^2 1^2]_{CS}[3^2]_S[3^2]_U[3^2]_X$ $1s^3 1p^3$	2987	2920

ЗАКЛЮЧЕНИЕ. ВЫВОДЫ

Результаты масс странных / $s = -1/2$ / дибарионов с изоспином $I = 1/2$ приведены в табл.4. В ней указаны квантовые числа дибарионов: Y_{CS} , S , X - оболочечная конфигурация, π - четность. Далее указаны значения радиуса мешка R , масса q^6 -системы /без учета цветоспинового расщепления/ M_0 , вклад цветоспинового взаимодействия ΔE_{CM} и полная масса M .

Исследуемые q^6 -состояния могут проявляться в определенных парциальных волнах $^{2S+1}L_J$ (ΛN)-системы, где S - спин (ΛN)-системы, L - орбитальный момент, а J - полный спин. Эти состояния распадаются в (ΛN)-канале, но в зависимости от спина q^6 -системы и спина (ΛN)-системы распад может быть прямым или "задержанным". Прямой распад имеет место в случае, когда спины q^6 -системы и (ΛN)-системы совпадают, задержанный - когда эти спины не равны. При задержанном распаде происходит перестройка полного момента q^6 -системы, и образовавшиеся Λ и N -частицы имеют относительный орбитальный момент $L \neq 0$. Следует ожидать, что задержанные распады имеют меньшую ширину по сравнению с прямым, поэтому именно их и следует отождествить с кандидатами в дибарионы.

На рис.2 показан спектр странных q^6 -состояний, сгруппированных по парциальным каналам (ΛN)-системы, где они могут проявляться. Пунктирными линиями при этом обозначены состояния, которые распадаются в (ΛN)-канале прямым образом, сплошными - задержанным. Из рис.2 видно, что плотность q^6 -состояний высока, среднее расстояние между ними ~ 20 МэВ, что совпадает по порядку величины со средним расстоянием между уровнями в системе из нестранных q^6 -состояний.

Из рис.2 также видно, что в 1S_0 - и 3S_1 -каналах присутствуют q^6 -конфигурации, распадающиеся прямым образом, тогда как в

Таблица 4

Массы q^6 -состояний

[cs]	S	[X]	Оболоч. структура	\mathcal{F}	R (1/ГэВ)	M_0 (ГэВ)	ΔE_{cm} (ГэВ)	M (ГэВ)
[42]	I	[5I]	$1s^3 1p$	-I	7,0	2,533	-0,326	2,207
			$1s^3 2s$	+I	7,1	2,760	-0,292	2,468
		[42] [3 ²]	$1s^4 1p^2$	+I	7,2	2,775	-0,289	2,486
			$1s^3 1p^3$	-I	7,4	3,008	-0,266	2,742
[4I ²]	0	[5I]	$1s^5 1p$	-I	7,0	2,533	-0,265	2,268
			$1s^5 2s$	+I	7,1	2,760	-0,239	2,521
		[42] [3 ²]	$1s^4 1p^2$	+I	7,2	2,775	-0,240	2,535
			$1s^3 1p^3$	-I	7,4	3,008	-0,218	2,790
[3 ²]	0	[5I]	$1s^3 1p$	-I	7,0	2,533	-0,265	2,258
			$1s^3 2s$	+I	7,1	2,760	-0,239	2,521
		[42] [3 ²]	$1s^4 1p^2$	+I	7,2	2,775	-0,240	2,535
			$1s^3 1p^3$	-I	7,4	3,008	-0,218	2,790
[32I]	I	[6]	$1s^6$	+I	6,8	2,283	-0,123	2,160
		[5I]	$1s^5 1p$	-I	7,0	2,533	-0,104	2,429
			$1s^5 2s$	+I	7,1	2,760	-0,092	2,668
			$1s^4 1p^2$	+I	7,2	2,775	-0,094	2,681
		[3 ²]	$1s^3 1p^3$	-I	7,4	3,008	-0,084	2,924
	2	[6]	$1s^6$	+I	6,8	2,283	-0,053	2,230
		[5I]	$1s^5 1p$	-I	7,0	2,533	-0,044	2,489
			$1s^5 2s$	+I	7,1	2,760	-0,040	2,720
			$1s^4 1p^2$	+I	7,2	2,775	-0,040	2,735
		[3 ²]	$1s^3 1p^3$	-I	7,4	3,008	-0,036	2,972
[3I]	I	[6]	$1s^6$	+I	6,8	2,283	0,035	2,318
		[5I]	$1s^5 1p$	-I	7,0	2,533	0,031	2,564
			$1s^5 2s$	+I	7,1	2,760	0,027	2,787
			$1s^4 1p^2$	+I	7,2	2,775	0,025	2,800
		[3 ²]	$1s^3 1p^3$	-I	7,4	3,008	0,025	3,033

Продолжение таблицы 4

[cs]	S	[X]	Оболоч. структура	\mathcal{F}	R (1/ГэВ)	M_0 (ГэВ)	ΔE_{cm} (ГэВ)	M (ГэВ)		
[2 ³]	I	[5I]	$1s^2 1p$	-I	7,0	2,533	0,031	2,564		
			$1s^2 2s$	+I	7,1	2,760	0,027	2,787		
		[42] [3 ²]	$1s^4 1p^2$	+I	7,2	2,775	0,025	2,800		
	$1s^3 1p^3$		-I	7,4	3,008	0,025	3,033			
	3	[5I]	$1s^2 1p$	-I	7,0	2,533	0,181	2,714		
			$1s^2 2s$	+I	7,1	2,760	0,154	2,914		
$1s^4 1p^2$			+I	7,2	2,775	0,160	2,935			
[3 ²]	[3 ²]	$1s^3 1p^3$	-I	7,4	3,008	0,147	3,155			
		[2 ² I ²]	0	[6]	$1s^6$	+I	6,8	2,283	0,105	2,388
				[5I]	$1s^5 1p$	-I	7,0	2,533	0,091	2,624
$1s^5 2s$	+I		7,1		2,760	0,072	2,832			
$1s^4 1p^2$	+I		7,2		2,775	0,079	2,854			
[3 ²]	[3 ²]	$1s^3 1p^3$	-I	7,4	3,008	0,074	3,082			
		2	[6]	$1s^6$	+I	6,8	2,283	0,212	2,495	
[5I]	$1s^5 1p$		-I	7,0	2,533	0,181	2,714			
	$1s^5 2s$		+I	7,1	2,760	0,154	2,914			
	$1s^4 1p^2$		-I	7,2	2,775	0,160	2,935			
[3 ²]	$1s^3 1p^3$		-I	7,4	3,008	0,147	3,155			

D-, F- и G-парциальных волнах преобладают задержанные состояния. Это может служить указанием на необходимость исследования 1D_2 , ${}^3D_{1,2,3}$ - волн в ΔN -рассеянии, именно в них могут проявляться наиболее "стабильные" дибарионные резонансы.

Авторы благодарны В.К.Лукиянову и Б.Л.Резнику за многочисленные плодотворные дискуссии и обсуждения, возникавшие в ходе выполнения этой работы.

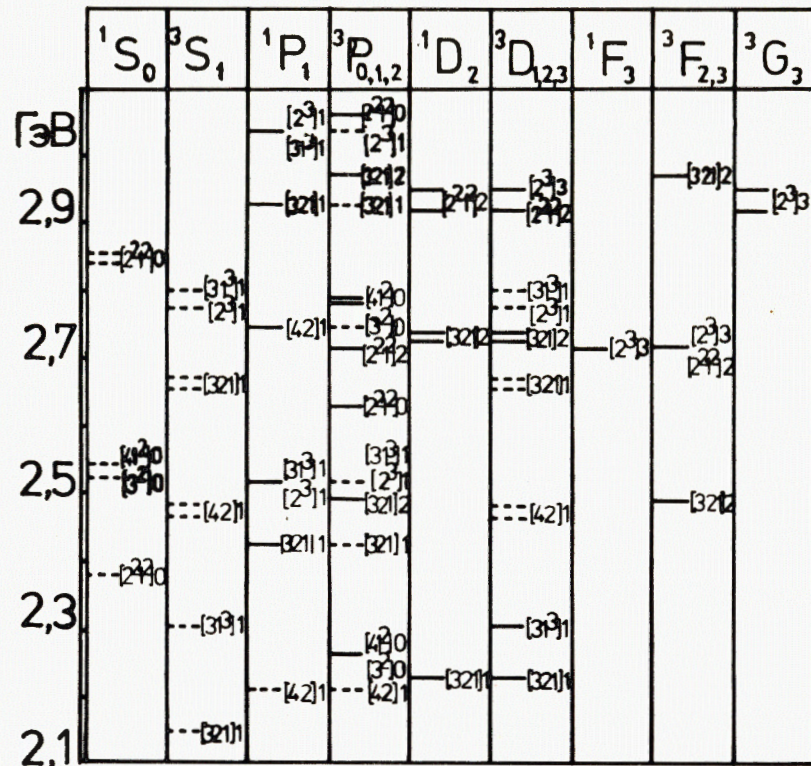


Рис.2. Спектр странных q^b -состояний. Используются обозначения: $[CS]S$, где $[CS]$ - схема Юнга цветоспиновой волновой функции, S - спин состояния.

ЛИТЕРАТУРА

1. Доркин С.М., Резник Б.Л., Титов А.И. ОИЯИ, Р4-81-791, Дубна, 1981.
2. Матвеев В.А. В сб.: Предельная фрагментация и множественное рождение. ОИЯИ, Д1-2-12036, Дубна, 1978, с. 137.
3. Доркин С.М., Лукьянов В.К., Титов А.И. ОИЯИ, Р2-82-913, Дубна, 1983.
4. Шахбазян Б.А. В сб.: Исследования в области релятивистской ядерной физики. ОИЯИ, Д2-82-568, Дубна, 1982, с. 157.
5. Хаммермеш М. Теория групп и ее применение к физическим проблемам. "Мир", М., 1966.
6. T. de Grand et al. Phys.Rev., 1975, D12, p. 2060.
7. Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф. Нуклонные ассоциации в атомных ядрах. "Наука", М., 1969.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 ноября 1984 года.

Бажанский И.И., Доркин С.М., Титов А.И.
Спектр масс странных дибарионов

P2-84-755

Исследуются спектр масс и плотность уровней странных дибарионов. Рассматриваются возбужденные состояния, в которых кварки, кроме нижней s -оболочки, могут занимать и более высокие. Учитываются все конфигурации, разрешенные принципом Паули, которые могут проявляться в ΛN -канале. Расчет проведен в рамках модели сферического кваркового мешка MIT-bag. Показано, что плотность шестикварковых уровней велика и может достигать величины $1/20 \text{ МэВ}^{-1}$ в энергетическом интервале 2,1-2,7 МэВ. Однако в P-, D-, F-парциальных волнах в ΛN -системе имеются изолированные уровни, которые могут быть кандидатами на роль узких дибарионных резонансов с массами 2,183; 2,255; 2,354 ГэВ/с².

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Bazhanskij I.I., Dorkin S.M., Titov A.I.
Mass Spectrum of the Strange Dibaryons

P2-84-755

The mass spectrum and the level density of the strange dibaryons are analysed. Excited states are considered, in which quarks, except for the lowest s -shell, could occupy higher ones as well. All Pauli principle allowed configurations are considered which may appear in ΛN -channel. The calculation was performed within the spherical quark bag model (MIT-bag). It is shown that the density of six-quark levels is large and can amount to $1/20 \text{ MeV}^{-1}$ in the 2.1-2.7 GeV energy range. However, in P-, D-, F-partial waves in ΛN -system there are isolated levels which can be candidates on the role of narrow dibaryon resonances with 2.183, 2.255, 2.354 GeV/c² masses.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984