

С 323.4
Д-863

12/√v-70

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 4987



В.Ф. Душенко

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

НУКЛОН-МЕЗОННАЯ МОДЕЛЬ БАРИОНОВ
С МАССОЙ МЕНЬШЕ 2 ГЭВ

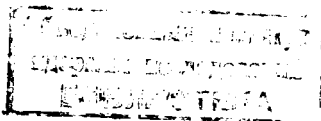
1970

P2 - 4987

В.Ф. Душенко

НУКЛОН-МЕЗОННАЯ МОДЕЛЬ БАРИОНОВ
С МАССОЙ МЕНЬШЕ 2 ГЭВ

8318/2 пр.



Душенко В.Ф.

P2-4987

Нуклон-мезонная модель барионов с массой меньше 2-х Гэв

Обсуждаются некоторые эмпирические закономерности в спектре барионов с небольшими массами, обнаруживающиеся, если такие барионы рассматривать как составные нуклон-мезонные системы. Характер закономерностей свидетельствует о возможности модели типа оболочечной.

Рассмотрены системы с мезонами π , K , η , устойчивыми по отношению к сильным распадам.

**Сообщения Объединенного института ядерных исследований
Дубна, 1970**

Dushenko V.F.

P2-4987

**Nucleon-Meson Model of Baryons with the Mass Smaller
than 2 GeV**

Some empirical regularities are discussed in the spectrum of baryons of small masses, which are revealed when such baryons are considered to be the compounds of a nucleon-meson system. The character of these regularities proves the possibility of existence of a model of the shell type. The systems with mesons π , K , η stable with respect to the strong decays are considered.

**Communications of the Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1970**

В спектре барионов с массами меньше 2 Гэв обнаруживаются некоторые закономерности, если такие барионы рассматривать как составные нуклон-мезонные системы с мезонами π (136), K (496) и η (550), устойчивыми по отношению к сильным распадам^{х/}. Энергия нуклон-мезонной системы полагалась малой в такой степени, чтобы сохранение в сильных взаимодействиях барионного заряда B и странности S можно было связать с сохранением в системе числа нуклонов и, соответственно, числа K -мезонов. Требование сохранения числа частиц π и η является в значительной степени жестким ввиду отсутствия сохраняющихся в сильных взаимодействиях квантовых чисел, которые можно было бы сопоставить этим мезонам. Тем не менее интерес представляет рассмотрение всех трех типов псевдоскалярных мезонов, поскольку обнаруживающиеся при этом закономерности носят универсальный характер.

1. Нуклон-одномезонные системы

В модели системы нуклон-псевдоскалярный мезон можно принять следующий вид спектра масс первой радиальной серии состояний: ^{хх/}

$$M_{I, I_3} = M_N + M_1 + A_{\ell} + B(\vec{\ell}, \vec{s}) + C(\vec{r}, \vec{r}_N), \quad (1)$$

^{х/} Нуклон-мезонная модель Y_0 (1405) - резонанса была предложена Далицем и Туаном^{/1/}.

^{хх/}

$$(\vec{a}, \vec{b}) = \frac{1}{2} (c(c+1) - a(a+1) - b(b+1));$$

$$\vec{c} = \vec{a} + \vec{b}; \quad |\vec{a} - \vec{b}| \leq |\vec{c}| \leq |\vec{a} + \vec{b}|.$$

где M_N и M - массы нуклона и мезона ($i = \pi, \bar{K}, \eta$); $\vec{J}, \vec{l}, \vec{s}$ - полный момент, орбитальный момент и спин нуклона ($\vec{J} = \vec{l} + \vec{s}$); четность состояния $P = (-1)^l$; $\vec{I}, \vec{r}, \vec{r}_N$ - полный изотопический спин состояния, изотопические спины мезона и нуклона ($\vec{I} = \vec{r} + \vec{r}_N$); A_ℓ, B, C - некоторые постоянные ($A_\ell \equiv A_s$, если $\ell = 0$ и т.д.). Спектры $N\pi, N\bar{K}, N\eta$ - систем, следующие из (1), а также спектры барионов, с которыми состояния систем отождествляются, приведены в таблице 1.

Постоянные B и C для всех трех систем оказалось возможным одинаковым образом выразить через минимальную, характерную для сильных взаимодействий, массу M_π (массу π -мезона):

$$B = 2C = M_\pi. \quad (2)$$

Экспериментальный спектр барионов таков, что энергия в d -состояниях всех систем велика. Поэтому интерес представляют, в первую очередь, s - и p -состояния систем.

Постоянные A_s для $N\bar{K}$ - и $N\eta$ -систем можно положить равными нулю:

$$A_s = 0. \quad (2a)$$

Величины A_p уже не малы и в сильной степени зависят от типа мезона. Однако, как и постоянные B и C , они кратны M_π (значения приведены в таблице 1).

В модели $N\bar{K}$ -системы ($B=1, S=-1$) сохраняется интерпретация $Y_0(1405)$ -резонанса как связанного s -состояния этой системы. В p -состоянии, помимо трех известных гиперонов $\Lambda, \Sigma, Y_1(1385)$, модель включает состояние $\Lambda(1316)0(\frac{3}{2}^+)$, указание на возможность существования которого получено недавно в Дубне ($\Lambda\eta$ -резонанс)^{2/}.

Таблица 1. Спектры состояний нуклон-одномезонных систем:

$N\bar{K}$, $N\pi$, $N\eta$

		Эксперимент ^{x/}	
$N\bar{K}$.	$\ell=0$; $A_S=0$.	$\Lambda(1384)0(\frac{1}{2}^-)$ $\Sigma(1452)1(\frac{1}{2}^-)$	$\Lambda(1405)0(\frac{1}{2}^-)$ $\Sigma(1480)1(?)$
	$\ell=1$; $A_P=-M_x$.	$\Lambda(1112)0(\frac{1}{2}^+)$ $\Sigma(1180)1(\frac{1}{2}^+)$ $\Lambda(1316)0(\frac{3}{2}^+)$ $\Sigma(1384)1(\frac{3}{2}^+)$	$\Lambda(1115)0(\frac{1}{2}^+)$ $\Sigma(1192)1(\frac{1}{2}^+)$ $\Lambda(1327)0(?)$ /2/ $\Sigma(1385)1(\frac{3}{2}^+)$
$N\pi$.	$\ell=1$; $A_P=\frac{M_{\pi}}{2}$.	$N(939)\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$ $\Delta(1041)\frac{3}{2}(\frac{1}{2}^+)$ $N(1143)\frac{1}{2}(\frac{3}{2}^+)$ $\Delta(1245)\frac{3}{2}(\frac{3}{2}^+)$	$N(939)\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$ $\Delta(1236)\frac{3}{2}(\frac{3}{2}^+)$
	$\ell=0$; $A_S=0$.	$N(1488)\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^-)$	$N(1525)\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^-)$
	$\ell=1$; $A_P=M_{\pi}$.	$N(1488)\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$ $N(1692)\frac{1}{2}(\frac{3}{2}^+)$	$N(1460)\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$

^{x/} Квантовые числа экспериментально известных барионов взяты из /5,6/.

Спектр масс $N\pi$ -системы ($B=1, S=0$) в p -состоянии является особенным в том смысле, что составная $N\pi$ -система в основном состоянии тождественна нуклонной компоненте. Изобара $\Delta(1236)$ отождествляется с состоянием $\Delta(1245) \frac{3}{2}(\frac{3}{2}^+)$. В эксперименте нет пока каких-либо указаний на возможность существования барионов, которые можно было бы сопоставить двум другим p -состояниям системы. Тем не менее рассмотрение π -мезона в составе нуклон-двухмезонных систем, наряду с \bar{K} - и η -мезонами, оказывается полезным.

Подходящим кандидатом в s -состояние $N\eta$ -системы ($B=1, S=0$) является резонанс $N(1525) \frac{1}{2}(\frac{1}{2}^-)$, имеющий большую ($\approx 70\%$) $N\eta$ -моду распада. Связанному p -состоянию системы можно сопоставить резонанс $N(1460) \frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$.

Для всех моделей нуклон-одномезонных систем из-за большой величины спин-орбитального расщепления основными состояниями являются p -состояния.

2. Нуклон-двухмезонные системы

Существование барионов со странностью, большей единицы, в рамках нуклон-мезонной модели приводит к необходимости рассмотрения систем с числом мезонов, большим единицы.

Вид спектра нуклон-двухмезонных систем вблизи основного состояния можно определить, если заметить следующее обстоятельство. Допустимой является интерпретация каскадных гиперонов $\Xi(1320)$ и $\Xi^*(1530)$, согласно (1), как p -состояний $\Lambda\bar{K}$ - или $\Sigma\bar{K}$ -систем. При этом значения всех постоянных будут такими же, как и в $N\bar{K}$ -модели, с состояниями которой отождествляются Λ - и Σ -гипероны. Можно предположить, что весь спектр $N\bar{K}\bar{K}$ -системы вблизи основного состояния таков, что допустимо объединение одного из мезонов с нуклоном в барионный клас-

тер. При этом масса всего состояния и масса кластера определяются согласно (1). Таким свойством обладает спектр $x/$:

$$M_{J,P;I} = M_N + M_1 + A_{\ell_1} + B(\vec{\ell}_1, \vec{s}) + C(\vec{r}_1, \vec{r}_N) + \\ + M_2 + A_{\ell_2} + B(\vec{\ell}_2, \vec{s}) + C(\vec{r}_2, \vec{r}_N) + \\ + B(\vec{\ell}_1, \vec{\ell}_2) + C(\vec{r}_1, \vec{r}_2), \quad (3)$$

где $P = (-1)^{\ell_1 + \ell_2}$.

Включение в спектр (3) помимо аддитивных нуклон-мезонных вкладов еще и выражения

$$B(\vec{\ell}_1, \vec{\ell}_2) + C(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \quad (4)$$

приводит к тому, что спектр становится вырожденным относительно квантовых чисел мезонной подсистемы.

Величины B и C для всех нуклон-одномезонных систем одинаковы. Это позволяет рассматривать нуклон-двухмезонные системы с мезонами различных типов, находящимися в s -, или p -состояниях относительно нуклона. При этом важно подчеркнуть, что постоянные в спектре (3) не являются более произвольными, а имеют значения, определенные в соответствующих нуклон-одномезонных системах.

Спектры состояний $N\bar{K}\bar{K}$, $N\bar{K}\pi$, $N\bar{K}\eta$ и $N\pi\eta$ -систем, следующие из (3), приведены в таблице 2.

$$x/ \\ M_{J,P;I} = \{M_N + M_1 + A_{\ell_1} + B(\vec{\ell}_1, \vec{s}) + C(\vec{r}_1, \vec{r}_N)\} + \\ + M_2 + A_{\ell_2} + B(\vec{\ell}_2, \vec{s}) + C(\vec{r}_2, \vec{r}_N) + \\ + B(\vec{\ell}_2, \vec{\ell}_1) + C(\vec{r}_2, \vec{r}_1) = \\ = M_Q + M_2 + A_{\ell_2} + B(\vec{\ell}_2, \vec{\ell}_Q) + C(\vec{r}_2, \vec{r}_Q),$$

где M_Q , $\vec{\ell}_Q$, \vec{r}_Q - масса, спин и изотопический спин кластера Q .

$$(\vec{\ell}_Q = \vec{\ell}_1 + \vec{s}_N; \vec{r}_Q = \vec{r}_1 + \vec{r}_N).$$

Таблица 2. Спектры состояний нуклон-двухмезонных систем:

$N\bar{K}\bar{K}, N\bar{K}\pi, N\bar{K}\eta, N\pi\eta$

		Эксперимент	
$N\bar{K}\bar{K}$	$\ell_1=0; \ell_2=1.$	$\Xi(1608)\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^-)$	$\Xi(1635)$
		$\Xi(1710)\frac{3}{2}(\frac{1}{2}^-)$	$\Xi(1700)\frac{3}{2}(?)^{3/}$
		$\Xi(1812)\frac{1}{2}(\frac{3}{2}^-)$	$\Xi(1815)\frac{1}{2}(J>\frac{1}{2})$
		$\Xi(1914)\frac{3}{2}(\frac{3}{2}^-)$	
$\ell_1=1; \ell_2=1.$	$\Xi(1336)\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$	$\Xi(1320)\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$	
	$\Xi(1438)\frac{3}{2}(\frac{1}{2}^+)$		
	$\Xi(1540)\frac{1}{2}(\frac{3}{2}^+)$	$\Xi(1530)\frac{1}{2}(\frac{3}{2}^+)$	
	$\Xi(1642)\frac{3}{2}(\frac{3}{2}^+)$		
	$\Xi(1880)\frac{1}{2}(\frac{5}{2}^+)$	$\Xi(1930)\frac{1}{2}(J>\frac{1}{2})$	
	$\Xi(1982)\frac{3}{2}(\frac{5}{2}^+)$		
$N\bar{K}\pi$	$\ell_x=0; \ell_x=1.$	$\Lambda(1384)0(\frac{1}{2}^-)$	$\Lambda(1405)0(\frac{1}{2}^-)$
		$\Sigma(1452)1(\frac{1}{2}^-)$	$\Sigma(1480)1(?)$
		$\Sigma(1588)2(\frac{1}{2}^-)$	
		$\Lambda(1588)0(\frac{3}{2}^-)$	
		$\Sigma(1656)1(\frac{3}{2}^-)$	$\Sigma(1660)1(\frac{3}{2}^-)$
		$\Sigma(1792)2(\frac{3}{2}^-)$	
$\ell_x=1; \ell_x=1.$	$\ell_x=1; \ell_x=1.$	$\Lambda(1112)0(\frac{1}{2}^+)$	$\Lambda(1115)0(\frac{1}{2}^+)$
		$\Sigma(1180)1(\frac{1}{2}^+)$	$\Sigma(1192)1(\frac{1}{2}^+)$
		$\Sigma(1316)2(\frac{1}{2}^+)$	
		$\Lambda(1316)0(\frac{3}{2}^+)$	$\Lambda(1327)0(?)^{1/2/}$
		$\Sigma(1384)1(\frac{3}{2}^+)$	$\Sigma(1385)1(\frac{3}{2}^+)$
		$\Sigma(1520)2(\frac{3}{2}^+)$	

Таблица 2 (продолжение)

$\underline{N\bar{K}\eta}$. $l_\kappa=I$; $l_\eta=0$.	$\Lambda(I66I)0(\frac{I}{2}^-)$	$\Lambda(I670)0(\frac{I}{2}^-)$
	$\Sigma(I729)I(\frac{I}{2}^-)$	$\Sigma(I760)I(\frac{I}{2}^-)$
	$\Lambda(I865)0(\frac{3}{2}^-)$	
	$\Sigma(I933)I(\frac{3}{2}^-)$	$\Sigma(I920)I(\frac{3}{2}^-)$
$l_\kappa=I$; $l_\eta=I$.	$\Lambda(I66I)0(\frac{I}{2}^+)$	$\Lambda(I670)0(\frac{I}{2}^+)$
	$\Sigma(I729)I(\frac{I}{2}^+)$	
	$\Lambda(I865)0(\frac{3}{2}^+)$	$\Lambda(I870)0(\frac{3}{2}^+)$
	$\Sigma(I933)I(\frac{3}{2}^+)$	
$\underline{N\bar{K}\eta}$. $l_\kappa=I$; $l_\eta=0$.	$N(I488)\frac{I}{2}(\frac{I}{2}^-)$	$N(I525)\frac{I}{2}(\frac{I}{2}^-)$
	$\Delta(I590)\frac{3}{2}(\frac{I}{2}^-)$	$\Delta(I630)\frac{3}{2}(\frac{I}{2}^-)$
	$N(I692)\frac{I}{2}(\frac{3}{2}^-)$	$N(I730)\frac{I}{2}(\frac{3}{2}^-)$
	$\Delta(I794)\frac{3}{2}(\frac{3}{2}^-)$	

Каскадные гипероны Ξ (1320) и Ξ^* (1530) интерпретируются как p p -состояния $N\bar{K}\bar{K}$ -системы ($B=1, S=-2$) ($\ell_1=1, \ell_2=1$). Резонанс $\Xi(1815) \frac{1}{2}(\frac{3}{2}^-)$ является подходящим кандидатом в s p -состояние $\Xi(1812) \frac{1}{2}(\frac{3}{2}^-)$.

Большая наблюдаемая мода распада этого резонанса с участием \bar{K} -мезона ($\approx 65\%$) может быть обусловлена тем, что \bar{K} -мезон в s -состоянии связан с нуклоном слабее, чем в p -состоянии.

Экспериментальные сведения относительно странных гиперонов ($s=-2$) с изотопическим спином $I=\frac{3}{2}$ носят пока предварительный характер^{/3/}.

В $N\bar{K}\pi$ -спектре подсистема уровней вблизи основного состояния тождественна спектру $N\bar{K}$ -системы. Поэтому рассмотренное ранее представление барионов как нуклон-одномезонных систем может носить приближенный характер даже в s - и p -состояниях. Тем не менее в ряде случаев такое приближение, по-видимому, достаточно хорошо. Многоканальный фазовый анализ $N\bar{K}$ -рассеяния^{/4/} подтверждает интерпретацию Y_0 (1405)-резонанса как связанного s -состояния $N\bar{K}$ -системы. В то же время для резонанса Y_1 (1385) более предпочтительным оказывается трехчастичное представление $\Lambda\pi\pi$ ($N\bar{K}$) π .

Если построить спектр $N\bar{K}^*$ (893) -системы в s -состоянии, согласно (1), со значениями постоянных (2) и (2а), то он совпадает со спектром $N\bar{K}\eta$ -системы ($\ell_K=1, \ell_\eta=0$). Аналогичная ситуация имеет место и для систем $N\rho$ (765) и $N\pi\eta$. Иными словами, система двух псевдоскалярных мезонов во взаимодействиях с нуклоном становится эквивалентной кластеру типа векторного мезона.

В заключение можно отметить, что общий характер эмпирических закономерностей, обнаруживающихся в спектре барионов с небольшими массами, позволяет говорить об аналогиях с моделями оболочечного типа. В данной работе не рассматривались нуклон-трехмезонные системы. Однако попытка классификации в рамках модели барионов типа Ω^- -гиперона с необходимостью приведет к рассмотрению таких систем.

Автор выражает признательность за внимание участникам семинара по квантовой теории поля и элементарных частиц ЛТФ ОИЯИ.

Л и т е р а т у р а

1. R.M. Dalitz, S.F. Tuan. *Ann.Phys.*, (N.Y.) 10, 307 (1960).
Р. Далиц. Странные частицы и сильные взаимодействия, стр. 115, М., 1964.
2. Н.П. Богачев, Ю.А. Будагов и др. Письма ЖЭТФ, 10, 168 (1969).
3. D.J. Crennell et al. *Preprint BNL* 13 218 (1969).
4. J.K. Kim. *PRL* 19, 1074 (1967).
5. *Particle Data Group*, *Rev.Mod.Phys.*, 41, 109 (1969).
6. R. Levi Setti. *Preprint EFI* 69-78 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел
16 марта 1970 года.