

С346  
Л-651

Лихачев М.Ф. БЗ-987

+

БЗ-987

236

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

**Лаборатория высоких энергий**

БЗ-987

**МАХАЧЕВ В.Ф.**

С 346

Л-651

**ЗАМЕТКИ О ГИГРОНАХ.**

**(отчет)**

С.Ф. 332

Рукопись поступила  
в издательский отдел  
17" V 1962

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

г. Дубна, 1962 г.

## А Н Н О Т А Ц И Я

Рассматривается квантово-механическая система  
ядро - анти - K - мезон.

Устанавливается связь некоторых характеристик этой системы  
со свойствами гиперонов.

Гипероны  $/1,2,3,4/$  относятся к классу тяжелых элементарных частиц - барионов, членами которого являются также нуклоны (протон и нейтрон).

В настоящее время известны гипероны  $\Lambda$  (лямбда - гиперон),  $\Sigma$  (сигма гипероны),  $\Xi$  (кси-гипероны) и, так называемые  $\Upsilon^*$  (ипсилон-гипероны  $/4/$  или  $\Lambda \pi \Sigma$ -резонансы).

Такие свойства гиперонов, как масса, заряд, время жизни, схемы распада, <sup>спин</sup> ~~писи~~ первых трех гиперонов  $/3/$  и некоторые другие, хорошо известны. Все гипероны распадаются. Одним из конечных продуктов гиперонов ~~всегда~~ является нуклон. Поэтому, кажется, можно рассматривать гипероны, как возбужденные  $/1,2/$  состояния нуклона. Кроме этого, экспериментально установлено, что гипероны, например, в пион-нуклонных взаимодействиях ~~всегда~~ рождаются вместе с К-мезонами. Значит, повидимому, можно представить гипероны, как систему, состоящую из нуклона и анти-К-мезона  $/5/$ .

Исходя из этих идей предположим, что  $\Lambda$  и  $\Sigma$ -гипероны являются стационарными состояниями квантово-механической антиК-мезон-нуклонной системы, ее наименьшими уровнями энергии. (Гиперон с массой меньше массы сигма и больше массы лямбда, а также меньше массы лямбда нет). Задача двух тел допускает точное решение, если известен характер их взаимодействия.

Природа ядерных сил в настоящее время неизвестна. Есть лишь ряд сведений об их свойствах. Одним из характерных свойств ядерных сил (является их короткодействие. Радиус действия ядерных сил ( $Z_0$ ) имеет порядок  $10^{-13}$  см. Нам не известен точный закон зависимости потенциальной энергии взаимодействия  $V(r)$  от расстояния между нуклоном и анти-К-мезоном. (Мы пренебрегаем зависимостью ядерных сил от взаимной ориентации спина нуклона и его орбитального момента, а также от величины и взаимной ориентации изотопически х спинов

нуклона и анти-K-мезона).

Поэтому допустим, что  $\underline{V}(z)$  имеет вид:

$$\underline{V}(z) = -\underline{V}_0 \quad \text{для } z \leq z_0 \quad \text{и} \quad \underline{V}(z) = 0 \quad \text{для } z > z_0,$$

т.е. что  $\frac{\underline{V}(z)}{b}$  можно аппроксимировать с помощью потенциальной "прямоугольной" (сферической) ямы шириной  $z_0$  и глубиной  $\underline{V}_0$ .  
Прецедентом для этого нам служит дейтрон <sup>16,71</sup>.

Уравнение Шредингера для такой системы без учета спина нуклона и изотопических спинов у нуклона и анти-K-мезона имеет вид:

$$\nabla^2 \underline{\Psi} + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - \underline{V}(z)] \underline{\Psi} = 0 \quad (2)$$

где  $\mu = M_N M_K / (M_N + M_K)$  - приведенная масса.  
для системы K-мезона и нуклона,  $E$  - энергия связи.

Поскольку  $E$  здесь сравнима по величине с  $M_K$  и  $M_N$ , то целесообразнее воспользоваться релятивистским квантово-механическим уравнением:

$$-\frac{\hbar^2}{4} \nabla^2 \underline{\Psi} = \left\{ \frac{[E - \underline{V}(z)]^2}{4} - \frac{M_K^2 + M_N^2}{2} + \frac{(M_K^2 - M_N^2)^2}{4[E - \underline{V}(z)]^2} \right\} \underline{\Psi} \quad (3)$$

где  $\mathcal{E} = M_K + M_N - E$  - есть полная энергия системы ( $N \bar{K}$ ),  
а  $E$  - энергия связи для стационарных состояний. В сферических координатах уравнение (3) для радиальной функции принимает вид:

$$\frac{d^2 R}{d\rho^2} + \frac{2}{\rho} \frac{dR}{d\rho} + \left[ 1 - \frac{\rho(\rho^2 + 1)}{\rho^3} \right] R = 0 \quad (4)$$

где  $\rho = \alpha z$ , если  $0 \leq z < z_0$ ;

$\rho = \beta z$ , если  $z > z_0$  и

$$\alpha = \frac{1}{\hbar} \left\{ \frac{(\mathcal{E} + \underline{V}_0)^2}{4} - \frac{M_K^2 + M_N^2}{2} + \frac{(M_K^2 - M_N^2)^2}{4(\mathcal{E} + \underline{V}_0)^2} \right\}^{1/2}, \quad (5)$$

$$\beta = \frac{1}{\hbar} \left\{ -\frac{\mathcal{E}^2}{4} + \frac{M_K^2 + M_N^2}{2} - \frac{(M_K^2 - M_N^2)^2}{4\mathcal{E}^2} \right\}^{1/2}.$$

Решениями уравнения (4) являются в области  $z > z_0$ :

$$R_1(z) = B h_l^{(1)}(i\beta z) \quad (6)$$

и при  $0 \leq z < z_0$  :  $R_2(z) = A j_l(\alpha z)$ ,  
 где  $h_l^{(1)}(i\beta z)$  - функция Ганделя I-го рода, а  $j_l(\alpha z)$  - сферическая функция Бесселя.

Сшив решения (6) в точке  $z_0$  с помощью условия непрерывности:

$$\left. \left( \frac{1}{R_1} \right) \left( \frac{dR_1}{dz} \right) \right|_{z=z_0} = \left. \left( \frac{1}{R_2} \right) \left( \frac{dR_2}{dz} \right) \right|_{z=z_0}, \quad (7)$$

получим:

для  $l=0$  :  $\xi \operatorname{ctg} \xi = -\eta$  ;  
 для  $l=1$  :  $\frac{\xi \operatorname{ctg} \xi - 1}{\xi^2} = \frac{1}{\eta} + \frac{1}{\xi^2}$  ;

для  $l=2$  :  $\frac{1}{1 - \xi \operatorname{ctg} \xi} - \frac{3}{\xi^2} = \frac{3}{\eta^2} + \frac{1}{\xi^2}$  ;

для  $l=3$  :  $\frac{5}{\xi^2} - \frac{1}{3 - \frac{\xi^2}{1 - \xi \operatorname{ctg} \xi}} = - \left\{ \frac{5}{\eta^2} + \frac{1}{3 + \frac{\eta^2}{1 - \eta^2}} \right\}$

и т.д., где  $\eta = \beta z_0$  и  $\xi = \alpha z_0$ .

Уровни энергии системы ( $N\bar{K}$ ) найдем, решив уравнения (8) совместно с уравнением:

$$\xi^2 + \eta^2 = f(V_0, z_0, \eta) \quad (9)$$

Уравнение (9) получено из уравнений (5) исключением энергии связи  $E$ .

В данном случае, чтобы  $\Lambda$  и  $\Sigma$ -гипероны были наименьшими уровнями энергии системы ( $N\bar{K}$ ), нужно взять  $\underline{V}_0 = 3945_{-1,5}^{+6,0}$  Мэв. и  $\underline{z}_0 = 2,28_{-0,11}^{+0,02} \times 10^{-13}$  см. x)

С этими величинами  $\underline{V}_0$  и  $\underline{z}_0$  мы нашли остальные стационарные уровни энергии системы ( $N\bar{K}$ ). На рис. I показаны кривые, опи-

x) Пределы у  $\underline{V}_0$  и  $\underline{z}_0$  даны ввиду того, что массы  $\Sigma^0, \Sigma^+$  и  $\Sigma^-$  различны.

сываемые уравнениями (8) (сплошны) и (9) (пунктир)

В таблице I приведены уровни энергии для системы ( $N\bar{K}$ )

Т а б л и ц а I.

Масса вычислен- ная МЭВ.	$\ell$	Состоя- ние	Масса эксперименталь- ная МЭВ	Гиперон
$E_{01}^* = 1115$	0	$1S$	$1115,36 \pm 0,14$	$\Lambda$
$E_{02} = 1318 + 18$	0	$2S$	$\begin{cases} 1311 \\ 1318,4 \pm 1,2 \end{cases}$	$\begin{cases} \Sigma^0 \\ \Sigma^- \end{cases}$
$E_{11}^* = 1191$	1	$2P$	$\begin{cases} 1189,40 \pm 0,20 \\ 1191,5 \pm 0,50 \end{cases}$	$\begin{cases} \Sigma^+ \\ \Sigma^0 \\ \Sigma^- \end{cases}$
$E_{12} = 1430$	1	$3P$	$\begin{cases} -10 \\ ? \end{cases}$	$\Phi$
$E_{21} = 1280$	2	$3D$	$\begin{cases} -4 \\ +17 \end{cases}$	$\Xi^0$
$E_{31} = 1385$	3	$4F$	$\begin{cases} -5 \\ +22 \end{cases}$	$\begin{cases} Y^* \\ Y_0^* \end{cases}$

В атомной физике принято обозначать состояния с различными моментами количества движения буквами по схеме:

$$\ell = 0, 1, 2, 3 \dots$$

состояние  $S, P, D, F \dots$

В колонке три указаны эти символы с численными коэффициентами равными сумме номера решения (от низшего уровня энергии к высшему). с данным орбитальным моментом плюс  $\ell$ .

\* х)  $E_{01}$  и  $E_{11}$  - взяты в качестве реперов.

Естественно, что уровень  $1S'$  следует отождествить с массой  $\Lambda$ , а  $2P$  - с массой  $\Sigma'$ , ибо мы их использовали в качестве реперов для нахождения параметров потенциальной ямы ( $U_0$  и  $Z_0$ ). Уровень  $2S$  разумно отождествить с массой  $\Sigma$  - гиперона, а уровень  $4F$  с массой  $Y^*$  - гиперона.

Два остальных энергетических уровня ( $3P$  и  $3D$ ) отождествим с массами покоя гипотетических гиперонов  $\Phi$  и  $\Omega$ , соответственно.

Известно, что странность ( $S$ ) лямбда и сигма гиперонов равна -1, а у кси-гиперона -2, значит имеется возможность привести в соответствие странность  $S$  с номером решения  $i$  [уравнения (4)] для данного  $\ell$ , а именно,  $S = -i$ . В этом случае странность  $Y^*$  и  $\Omega$ -гиперонов равна минус единице, а  $\Phi$ -гиперона - минус два.

Следовательно,  $Y^*$  и  $\Omega$  - гипероны синглеты или ( $u$ ) триплеты, а  $\Phi$  гиперон - дублет.

На рис. 2 показана схема уровней энергии системы ( $N\bar{K}$ ), наименьшими энергетическими уровнями, которой является  $\Lambda$  и  $\Sigma$  гипероны.

Полный угловой момент гиперона (1), повидимому, складывается из соответствующего орбитального момента плюс или минус спин нуклона, который равен  $1/2$ . (Спин  $K$ -мезона равен нулю). Результат сведем в таблицу 2.

Т а б л и ц а 2.

Гиперон	$\Lambda$	$\Sigma$	$\Omega$	$Y^*$	$\Sigma$	$\Phi$
Полный угловой момент гиперона	$1/2$	$1/2, 3/2$	$3/2, 5/2$	$5/2, 7/2$	$1/2$	$1/2, 3/2$
Спин гиперона, найденный из экспериментальных данных	$1/2$	$1/2$	?	$\geq 3/2$	$1/2$	?



Поскольку для ~~всех~~ энергетических уровней системы ( $N\bar{K}$ ) известны орбитальные моменты, то можно сделать вывод, что четности  $\Lambda$  и  $\Sigma$  разные, а  $\Lambda$  и  $\Xi$  - одинаковые. Качественно ~~взглянув~~, из данной модели следует, что быстрые переходы такие как:  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$ ,  $\Lambda^0 \rightarrow \Sigma + \gamma$  и  $\Phi \rightarrow \Xi + \gamma$  разрешены.

В условиях отсутствия законченной теории элементарных частиц и интенсивного экспериментального исследования свойств, процессов генерации и взаимодействия гиперонов может оказаться, что в этой простой модели и ее следствиях ~~в~~ поддержатся реальные эвристические моменты.

Автор признателен А.Л.Любимову, М.И.Подгорецкому, И.В.Чувиле и М.И.Широкову за полезные обсуждения, критические замечания и поддержку.

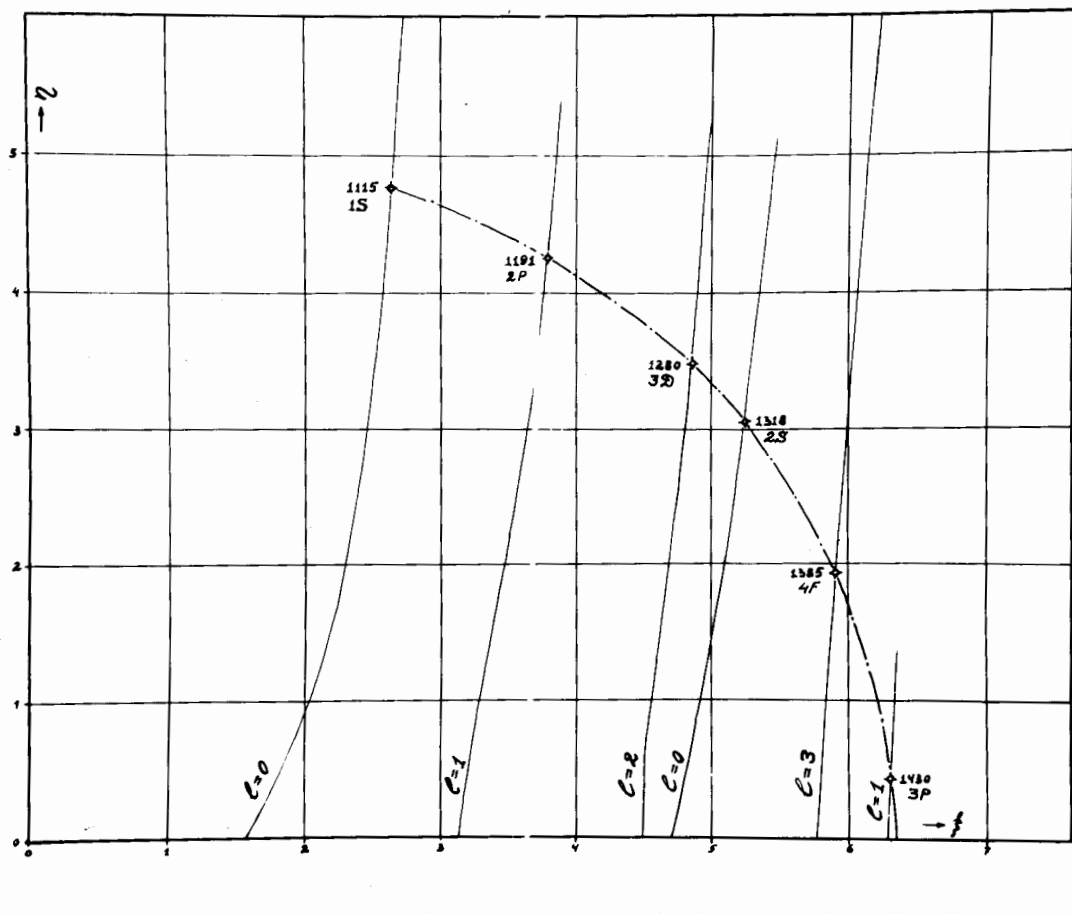


Рис. I

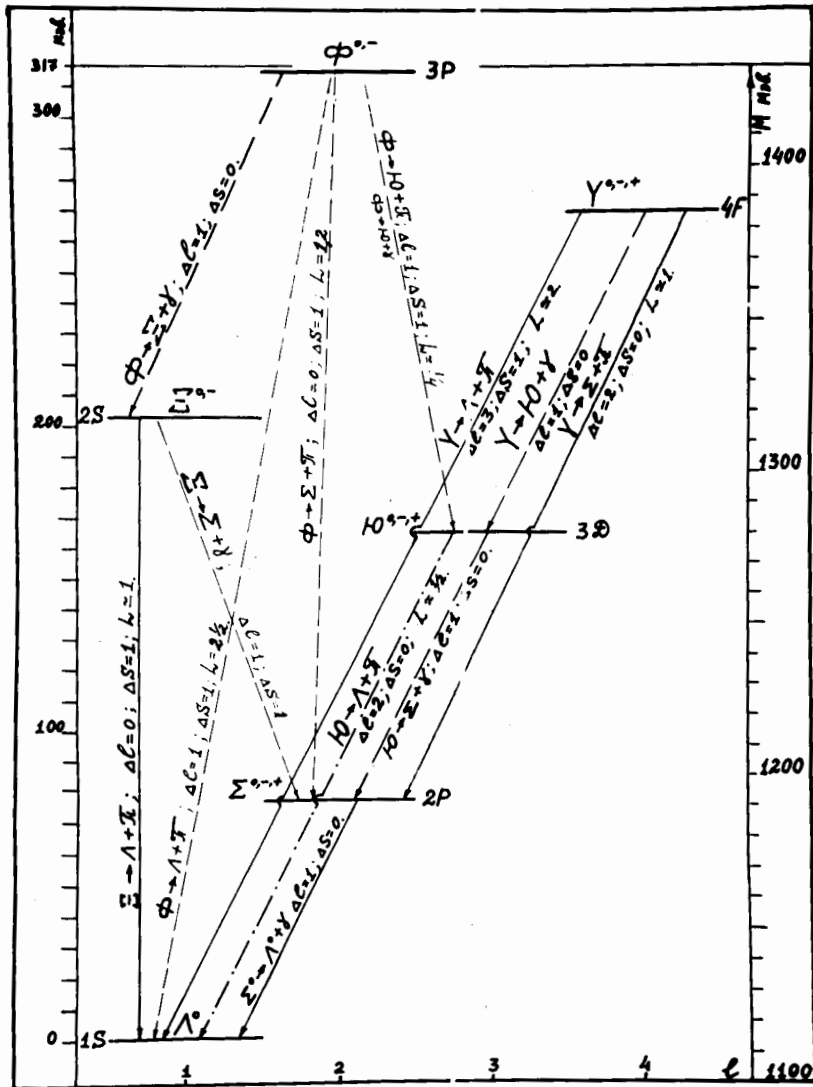


Рис. 2

Схема энергетических уровней системы нуклон-анти-K-мезон. Показаны экспериментально установленные переходы (сплошные линии) и предполагаемые здесь (пунктирные линии).

$\sqrt{L(L+1)} = \frac{P}{\hbar} \tau_0$ , где  $\tau_0 = 2,28 \cdot 10^{-13}$  см., P-импульс  $\bar{K}$ -мезона в системе центра масс распадающейся частицы. Отрицательные абсциссы очевидны.

## Литература.

1. М. А. Марков. Тундроны и  $K$ -мезоны. (1958)
2. Д. И. Флоринцев. Основы квантовой механики. (1961)
3. R. E. Marshak and E. C. G. Sudershan. Introduction to Elementary particle Physics. (1961)
4. M. Alston, et al., Phys. Rev. Letters 5, 520 (1960)  
D. Amati, et al., Phys. Rev. Letters 5, 524 (1960)  
I. P. Berge, et al., Phys. Rev. Letters 6, 577 (1961)  
M. M. Block, et al., Nuovo Cimento 20, 724 (1961)  
H. I. Martin, et al., Phys. Rev. Letters 6, 283 (1961)  
R. P. Ely, et al., Bull. Am. Phys. Soc. 6, 291 (1961)  
R. P. Ely, et al., Phys. Rev. Letters 7, 461 (1961)  
M. Alston, et al., Phys. Rev. Letters 6, 638 (1961)  
P. Bastien, et al., Phys. Rev. Letters 6, 702 (1961)
5. M. Goldhaber Phys. Rev. 101, 433 (1956)  
R. H. Dalitz and R. L. Tuan Phys. Rev. Lett. 2, 425 (1959)  
R. H. Dalitz. Phys Rev Letters 6, 239 (1961)
6. Э. В. Шпольский. Атомная физика. Т. II. (1950)
7. Л. Шиффер. Квантовая механика. (1957)

англ. яз. уацаев