

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

Д1-86-319

Н.С.Амаглобели\*, В.П.Джорджадзе\*,  
В.Д.Кекелидзе\*, М.Ф.Лихачев, А.Л.Любимов

**БАРИОННОЕ СОСТОЯНИЕ  
СО СКРЫТОЙ СТРАННОСТЬЮ**

Направлено в журнал "Ядерная физика",  
Оргкомитет XXIII Международной конференции  
по физике высоких энергий /Беркли, США,  
июль 1986 г./.

---

\* Институт физики высоких энергий  
Тбилисского государственного университета

**1986**

В экспериментах /I-9/, выполненных с помощью магнитных спектрометров различных конфигураций БИС и БИС-2 /10-11/ в пучке нейтронов серпуховского ускорителя, был обнаружен узкий барионный резонанс с массой  $(1955 \pm 5)$  МэВ/c<sup>2</sup> и шириной  $(27 \pm 15)$  МэВ/c<sup>2</sup>. Зарегистрирован распад этого резонанса, обозначенного через  $N_\varphi$ , по моде:

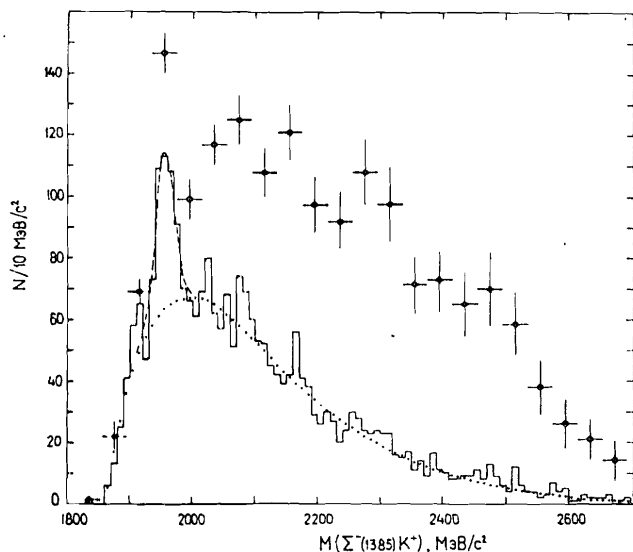


Рис.1. Спектры инвариантных масс системы  $\Sigma^-(1385)K^+$  для совокупности событий, зарегистрированных в экспериментах /I-9/.

На рис.1 приведены спектры инвариантных масс в системе  $\Sigma^-(1385)K^+$ , иллюстрирующие наблюдение этого резонанса. Гистограммой на этом рисунке обозначен спектр, полученный для совокупности событий, зарегистрированных во всех указанных экспериментах. Пунктирной и точечной кривыми приведены результаты аппроксимации этого спектра соответственно резонансной и фоновой кривыми. Наблюдаемый пик соответствует  $\sim 200$

зарегистрированным событиям распада (I). Черными кружками на этом же рисунке в относительных единицах приведен спектр, восстановленный с учетом эффективности регистрации рассматриваемых событий.

Было показано /67/, что спин-четность  $N_\varphi$  равна  $5/2^+$ , или  $7/2^-$ , или более высокому натуральному значению. Измеренные характеристики его рождения /4, 6, 9/ соответствуют процессу дифракционной диссоциации первичного нейтрона, а произведение сечения рождения  $\sigma$  на вероятность распада по наблюдаемому каналу (I)  $\mathcal{B}$

$$\sigma \cdot \mathcal{B} = (0,26 \pm 0,04) \text{ мкб на нуклон.}$$

Отличительной особенностью наблюдаемого резонанса является его малая ширина при достаточно большом значении массы.

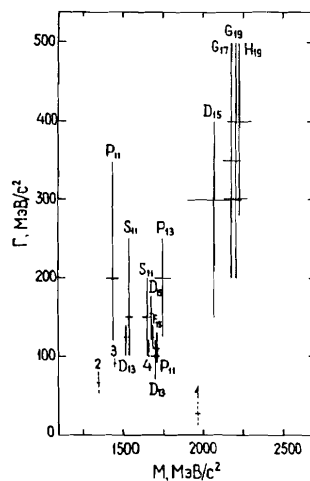


Рис.2. Значения масс (M) и ширины (Γ) известных нуклонных резонансов /I2/: 2, 3, 4 - кандидаты в экзотические резонансы /I3-I7/; I - узкий барионный резонанс  $N_\varphi$ .

На рис.2 приведено сравнение масс и ширины известных нуклонных резонансов /I2/, обозначенных стандартными спектроскопическими символами, и  $N_\varphi$  (1 на рис. 2). Из приведенных данных видно, что большинство нуклонных резонансов характеризуются тем большей шириной, чем больше их масса. Такая тенденция, в основном, обусловлена увеличением фазового объема распада при увеличении массы резонанса. Пунктиром (2, 3 и 4) на рис.2 обозначены барионные резонансы /I3-I7/, которые вследствие их узости рассматриваются как возможные кандидаты в экзотические барионы /I8/. Из приведенного сравнения следует, что ширина  $N_\varphi$  существенно меньше ширины известных резонансов, так и экзотических барионов 2, 3 и 4. Такая малая ширина свидетельствует о наличии ограничений для распадов  $N_\varphi$  по стандартным для нуклонных резонансов каналам, например на нуклон и пионы.

Для определения свойств  $N_\varphi$  и его классификации важную роль играют данные по отношениям парциальных ширины его распадов или ограничения для таких отношений. С целью получения таких данных были проанализированы различные спектры инвариантных масс вторичных частиц, полученные в рассмотренных экспериментах /I-9/, а также приведенные в

других опубликованных работах, в которых регистрировались частицы, рожденные в области фрагментации нуклона. Такой анализ позволяет, кроме того, проверить непротиворечивость данных по наблюдению  $N_\varphi$  и совокупности существующих экспериментальных данных.

**Таблица I.** Ограничения для отношений парциальных ширин возможных распадов  $N_\varphi$  на странные частицы (уровень достоверности 98%)

№	Канал распада	$P^*$ МэВ/с	$\ell$ мин.	$R = B/B(N_\varphi \rightarrow \Sigma^-(1385)K^+)$
(1)	$\Sigma^-(1385)K^+$	233	1	1
(2)	$K^0 p K^-$	160	2	$< 0,1$
(3)	$\Lambda^0 \pi^- K^+$	425	2	$< 0,4$
(4)	$\Lambda^0 K^0$	527	3	$< 0,3$
(5)	$\Lambda^0 K^+$	527	3	$< 0,2$

Из анализа данных, полученных в экспериментах на БИС /2-6, I9/, были определены ограничения сверху для отношений парциальных ширин возможных распадов  $N_\varphi$ :

$$N_\varphi \rightarrow K^0 p K^-, \quad (2)$$

$$N_\varphi \rightarrow \Lambda^0 \pi^- K^+, \quad (3)$$

$$N_\varphi \rightarrow \Lambda^0 K^0, \quad (4)$$

к парциальной ширине наблюдаемого распада (1) (см. таблицу I). Приведенное в таблице I верхнее ограничение для отношения парциальной ширины распада положительно заряженного изотопического партнера

$$N_\varphi^+ \rightarrow \Lambda^0 K^+ \quad (5)$$

к парциальной ширине распада (1) было получено в результате анализа данных эксперимента по изучению процесса дифракционной диссоциации протонов с импульсом 50 ГэВ/с в систему  $\Lambda^0 K^+$  /20/. В этом эксперименте зарегистрирована наибольшая статистика событий, образованных в таких процессах. В таблице I для каждого рассмотренного распада приведены также значения максимально допустимой величины импульса продуктов распада в системе покоя резонанса  $P^*$ , характеризующего величину фазового объема при распаде, и значения минимально возможного орбитального момента  $\ell_{\text{мин}}$ , соответствующего значению спина-четности  $N_\varphi$ , равного  $5/2^+$ . При более высоких возможных значениях спина-четности  $N_\varphi$  соответствующее значение орбитального момента может быть только выше. Как следует из приведенных в таблице данных, несмотря на

большой фазовый объем распады (2)-(5) подавлены по сравнению с наблюдавшимся распадом (1). Подавление распадов (4) и (5) может быть обусловлено изотопическим спином  $N_\varphi$ , если он равен  $3/2$ . Однако в этом случае не может быть объяснено подавление трехчастичных распадов (2) и (3). Кроме того, принадлежность  $N_\varphi$  к барионам с изотопическим спином  $3/2$  не согласуется с дифракционным механизмом его образования. Существует, по крайней мере, два признака, общих для рассмотренных распадов (2)-(3) и отличающихся от наблюдаемого распада. Первый - это более высокое значение орбитальных моментов, а второй - принадлежность продуктов распада к разным барионным  $SU(3)$ -мультиплетам. В наблюдавшемся распаде (1) один из продуктов принадлежит к декуплету барионов. Во всех других рассмотренных распадах конечные барионы принадлежат к  $SU(3)$ -октету. Из-за различий по первому признаку могут существенно различаться факторы центробежного барьера, а по второму - константы взаимодействия, характеризующие динамическую природу связи. Обе величины входят в определение парциальной ширины распада. Поэтому в любом из этих случаев распады (2)-(5) могут быть подавлены по сравнению с распадом (1). Если это подавление обусловлено фактором центробежного барьера, то оно в какой-то мере может свидетельствовать о размерах характерной области взаимодействия при распаде: чем меньше ее размер, тем значительнее подавление.

Приведенные данные позволяют существенно ограничить область поиска распадов  $N_\varphi$  по каналам без участия странных частиц. По изложенным соображениям, распады  $N_\varphi$  на нуклон и пионы должны быть подавлены, но распад

$$N_\varphi \rightarrow \Delta \pi \quad (6)$$

соответствовал бы наблюдаемому распаду (1) по принадлежности конечного бариона к  $SU(3)$ -мультиплету и по величине орбитального момента. Распады нейтрального состояния  $N_\varphi$  по этому каналу трудно регистрируемы из-за наличия нейтральной частицы в конечном состоянии: нейтрона или  $\pi^0$ . Поэтому эффективный поиск может быть осуществлен, в основном, для положительно заряженного состояния, распадающегося по каналам

$$N_\varphi^+ \rightarrow \Delta^{++} \pi^- \quad (7)$$

и

$$N_\varphi^+ \rightarrow \Delta^0 \pi^+ \quad (8)$$

Как фазовый объем, так и фактор, связанный с влиянием центробежного барьера, для этих распадов в несколько раз больше, чем для распада (1). Поэтому можно ожидать, что распады (7) и (8) должны иметь большую парциальную ширину, чем наблюдаемый.

С целью получения количественных оценок соотношений вероятностей этих распадов было использовано выражение для парциальных ширин двухчастичных распадов барионов /12/:

$$\Gamma = c \cdot g^2 \cdot m \cdot \left(\frac{P^*}{M}\right) \cdot V_e(P^*), \quad (9)$$

где  $c$  - коэффициент Клебша-Гордана;  $g$  - изоскалярный  $SU(3)$ -фактор;  $m$  - размерный множитель, равный массе нуклона;  $(P^*/M)$  - величина фазового объема, определяемая импульсом одного из продуктов распада в системе покоя резонанса,  $P^*$ , и массой резонанса,  $M$ ;  $V_e(P^*)$  - фактор центробежного барьера. Вид функции  $V_e(P^*)$  в различных работах определяют по-разному /21-24/. При систематике резонансов наиболее часто применяют выражение /24/:

$$V_e(P^*) = \left(\frac{P^*}{\mu}\right)^{2l}, \quad (10)$$

где  $\mu$  - параметр, определяющий характерный размер области взаимодействия  $\tau_0 = 1/\mu$ . Если  $N_\varphi$  принадлежит к октету барионов со спин-четностью  $5/2^+$ , то отношения парциальных ширин распадов (7) и (8) к распаду (I) с учетом выражений (9) и (10) должны составлять

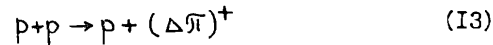
$$R_1 = B(\Delta^{++}\pi^-) / B(\Sigma^-(1385)K^+) = 45 \quad (11)$$

и

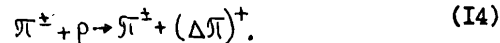
$$R_2 = B(\Delta^0\pi^+) / B(\Sigma^-(1385)K^+) = 30. \quad (12)$$

В случае, если спин-четность  $N_\varphi$  выше, чем  $5/2^+$ , значения величин (11) и (12) будут больше.

Для поиска распадов (7) и (8) были проанализированы спектры инвариантных масс соответствующих систем, рожденных в области фрагментации протонов в процессах



и



С этой целью были рассмотрены работы, цитированные в сборниках данных по  $pp$ - и  $\pi p$ -рассеяниям /25-26/. Предполагалось, что если в реакциях (13) или (14) образуется  $N_\varphi^+$ , то он рождается в процессе дифракционной диссоциации протона.

Для оценки отношений ожидаемого сечения рождения  $N_\varphi$  протонами с импульсом  $P$  к сечению рождения  $N_\varphi$  при дифракционной диссоциации нейтронов со средним импульсом 40 ГэВ /1-9/ учитывалась энергетическая зависимость этого сечения /6/:

$$\sigma \propto P^{-0,28}, \quad (15)$$

где  $P$  - импульс диссоциируемых нуклонов пучка. Для соответствующих оценок при анализе реакций в пионных пучках кроме энергетической зависимости сечения в вершине образования  $N_\varphi$  учитывалась поправка к сечению, обусловленная различием констант взаимодействия нуклонов и пионов с помероном. Для такой поправки использовалось соотношение

$$\sigma(\pi p \rightarrow \pi N_\varphi) = \sigma(pp \rightarrow p N_\varphi) \frac{\sigma_{упр}(\pi p)}{\sigma_{упр}(pp)}, \quad (16)$$

где  $\sigma_{упр}(\pi p)$  и  $\sigma_{упр}(pp)$  - сечения упругого  $\pi p$ - и  $pp$ -рассеяний, измеренные при соответствующих энергиях.

В таблице 2 приведены верхние границы для  $R$ , отношения парциальных ширин распадов (7) и (8) к (I), полученные в результате ана-

Таблица 2. Ограничения, полученные для отношений вероятностей распада  $N_\varphi$  на  $\Delta\pi$  и  $\Sigma(1385)K$  (уровень достоверности 98%)

Канал распада	Отношение вероятности распада к распаду (I)	Пучок		Установка Лаборатория	Ссылка
		частица	импульс ГэВ/с		
$\Delta^{++}\pi^-$	$< 12$	$p$	5,5	8I-см ВПК ЦЕРН	
$\Delta^0\pi^+$	$< 7$	$p$	5,5	" "	/27/
$\Delta^{++}\pi^-$	$< 38$	$p$	6,92	80 <sup>II</sup> ВПК БНЛ	/28/
$\Delta^{++}\pi^-$	$< 47$	$p$	8,1	2-м ВПК ЦЕРН	/29/
$\Delta^+\pi^-$	$< 34$	$p$	10	8I-см ВПК ЦЕРН	/30/
$\Delta^{++}\pi^-$	$< 34$	$p$	13,1	2-м ВПК ЦЕРН	/31/
$\Delta^{++}\pi^-$	$< 32$	$p$	16	" "	/32/
$\Delta^{++}\pi^-$	$< 2,2$	$\pi^\pm$	8+18,5	80 <sup>II</sup> ВПК СЛАК	/33/
$\Delta^{++}\pi^-$	$< 3,3$	$\pi^\pm$	14	40 <sup>II</sup> ВПК + Спектрометр СЛАК	/17/
$\Delta^{++}\pi^-$	$< 20$	$\pi^-$	16	2-м ВПК ЦЕРН	/34/
$\Delta^{++}\pi^-$	$< 8$	$\pi^-$	20	80 <sup>II</sup> ВПК БНЛ	/35/

лиза инвариантных масс систем, образованных в реакциях (I3) и (I4)/17,27-35/. Как следует из данных таблицы, большинство из них противоречит рассчитанным значениям (II) и (I2). Соответствующие им верхние границы для  $R$  меньше, в некоторых случаях на порядок, чем рассчитанные значения величин  $R$ . Это означает, что распады без странных частиц в конечных состояниях подавлены по сравнению с наблюдаемым распадом на странные частицы.

Причина такого подавления может быть объяснена, если предположить, что  $N_\psi$  является барионным резонансом со "скрытой странностью". В рамках кваркового строения адронов такое предположение означает, что  $N_\psi$  содержит пару странных валентных кварков  $s\bar{s}$ , т.е. является представителем пятикварковых барионов ( $u d d s \bar{s}$ ). В этом случае распады  $N_\psi$  по каналам без странных частиц должны быть подавлены в соответствии с правилом Окубо-Цвейга-Иизуки /36-38/. Однако по ряду причин следует ожидать, что фактор такого подавления должен быть меньше, чем для распадов мезонов со скрытой странностью  $\psi$  или со скрытым очарованием  $J/\psi$ . В случае пятикваркового адрона нет необходимости, чтобы входящая в него пара кварков  $s\bar{s}$  удовлетворяла требованию нейтральности по цвету или определенному значению  $R$ -четности, что является обязательным в случае  $\psi$ - или  $J/\psi$ -мезонов. Поэтому в диаграммах, описывающих процессы распадов  $N_\psi$ , запрещенные по правилу ОЦИ, число кварк-глюонных вершин может быть меньше, чем в диаграммах, описывающих соответствующие распады  $\psi$ -мезона. Это может привести к большей вероятности таких распадов для  $N_\psi$  и, следовательно, меньшему значению фактора подавления. Как следует из экспериментальных данных /12/, фактор подавления запрещенных по правилу ОЦИ распадов  $\psi$ -мезона равен  $\sim 50$ . С учетом этого, а также приведенных выше аргументов, при тех же предположениях, при которых была вычислена величина (II), получаем, что

$$R = B(\Delta^{*+} \pi^-) / B(\Sigma^-(1385) K^+) > 1, \quad (I7)$$

если  $N_\psi$  является барионом со скрытой странностью. Данные, приведенные в таблице 2, не противоречат оценке (I7), но для ее подтверждения требуются данные, полученные в экспериментах, чувствительность которых к регистрации процессов (I3) и (I4) выше, чем приведенных.

Во многих работах обсуждается возможность существования наблюдаемых связанных состояний кварков и глюонов, т.н. гибридных адронов. Вероятности распадов таких адронов практически не зависят от ароматов вновь образующихся кварков. В соответствии с этим  $N_\psi$  не может быть гибридным барионом, поскольку экспериментальные данные (табл.2) на порядок ограничивают его распады на нестранные частицы.

Таким образом, совокупность рассмотренных данных не противоречит основным свойствам  $N_\psi$ , определенным в работах /1-9/, только в том случае, если он является барионным состоянием со скрытой странностью.

Авторы благодарят коллектив сотрудников БИС-2 за предоставленную возможность использования полученного сотрудничеством экспериментального материала. За поддержку и постоянный интерес к работе авторы глубоко благодарны А.М.Балдину и А.Н.Тавхелидзе; за полезные дискуссии и обсуждения признательны С.М.Биленькому, С.Б.Герасимову и И.А.Савину.

#### Литература

1. Алеев А.Н. и др. ЯФ, 1981, 34, 386; ЕИ-80-726, Дубна, 1980.
2. Алеев А.Н. и др. ЯФ, 1982, 36, с.1420; ОИЯИ, ДИ-82-116, Дубна, 1982.
3. Алеев А.Н. и др. ОИЯИ, ДИ-82-921, Дубна, 1982.
4. Алеев А.Н. и др. ОИЯИ, ДИ-83-602, Дубна, 1983.
5. Алеев А.Н. и др. Материалы семинара "Кварки-82", с.376. ИЯИ, Москва, 1983.
6. Aleev A.N. et al. Z. Phys., C25, 1984, 205; Алеев А.Н. и др. ОИЯИ, I-83-912, Дубна, 1983; Aleev A.N. et al. JINR, E1-84-125, Dubna, 1984.
7. Алеев А.Н. и др. Труды УП Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, с.366. Дубна, 1984, ДИ-2-84-599, ОИЯИ.
8. Aleev A.N. et al. Proceedings of the Ninth European Conf. on Few-Body Problems in Phys., Tbilisi, 1984, p.130; World Scientific.
9. Алеев А.Н. и др. ОИЯИ, PI-85-948, Дубна, 1985.
10. Басиладзе С.Г. и др. ОИЯИ, PI-5361, Дубна, 1970.
11. Айхнер Г. и др. ОИЯИ, I-80-644, Дубна, 1980.
12. Aguilar-Vercautem M. et al. Reviews of Modern Phys., v.56, Part II, 1984.
13. Hirose T., Kanai K. and Kobayashi T. Nuovo Cimento, 50A, 1979, 120.
14. Fukunaga O. et al. Nuovo Cimento, 58A, 1980, 199.
15. Biel J. et al. Phys.Rev.Lett., 36, 1976, 504, 507.
16. De Kerret H. et al. Phys.Lett., B63, 1976, 477.
17. Chadwick O.B. et al. Phys.Rev., D17, 1978, 1713.
18. Hirose T. and Ishida S. Prog. Theor.Phys., v.64, p.1096, 1980.
19. Aleev A.N. et al. PHE83-1, Berlin-Zeuthen, 1983.
20. Delfosse A. et al. UGVA-DRPC, 1981/06-104.

21. Блатт Дж. и Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. ИЛ, М., 1954, с.285.
22. Glashow S.L. and Rosenfeld A.H. Phys.Rev.Lett., 10, 1963, 192.
23. Tripp R.D. et al. Nucl.Phys., B3, 1967, 10.
24. Plane D.E. et al. Nucl.Phys., B22, 1970, 93.
25. Flaminio V. et al. CERN-HERA, 84-01, Geneva, 1984.
26. Flaminio V. et al. CERN-HERA, 83-01, Geneva, 1983.
27. Alexander G. et al. Phys.Rev., 154, 1967, 1284.
28. Yekutieli G. et al. Nucl.Phys., B18, 1970, 301.
29. Kayas G. et al. Nucl.Phys., B5, 1968, 169.
30. Almeida S.P. et al. Phys.Rev., 174, 1968, 1638.
31. Le Guyader J. et al. Nucl.Phys., B35, 1971, 573.
32. Rushbrooke J.G. et al. Phys.Rev.Lett., 22, 1982, 248.
33. Lamsa J.W. et al. Nucl.Phys., B37, 1972, 364.
34. Grassler H. et al. Nucl.Phys., B113, 1976, 365.
35. Salzberg R.M. et al. Nucl.Phys., B41, 1972, 397.
36. Ocubo S. Phys.Lett., 5, 1963, 163.
37. Zweig G. CERN Rep. No. 8419/TH 412, 1964.
38. Iizuka J. Progr. Theor.Phys. Suppl., No. 37-38, 1966, 21.

Рукопись поступила в издательский отдел  
19 мая 1986 года.

Амаглобели Н.С. и др.  
Барийное состояние со скрытой странностью

D1-86-319

С целью исследования природы узкого барионного резонанса  $N\phi$ , обнаруженного в экспериментах  $^{1-8}$ , проведено сравнение его характеристик с характеристиками известных нуклонных резонансов и показано их существенное различие. Для поиска распадов  $N\phi$  по новым каналам проанализированы приведенные в опубликованных работах спектры инвариантных масс систем, образованных в области фрагментации нуклонов, и получен ряд ограничений на отношения парциальных ширин распадов  $N\phi$ . Совокупность рассмотренных данных свидетельствует о том, что  $N\phi$  является барионным резонансом со скрытой странностью.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Amaglobeli N.S. et al.  
Baryon State with Hidden Strangeness

D1-86-319

In order to investigate the nature of a narrow baryon resonance  $N\phi$  observed in the experiments  $^{1-8}$ , its characteristics are compared with the characteristics of known nucleon resonances, and their sufficient difference is shown. For searching for  $N\phi$  decays via new modes, the invariant mass spectra of the systems produced in the nucleon fragmentation region, cited in the published papers, are analysed, and a series of limitations on the ratios of the partial widths of the  $N\phi$  decays are obtained. Totality of the data under study shows evidence for that the  $N\phi$  is a baryon state with hidden strangeness.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986