



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

71004

15/16+

39-04

Д1-2004-39

346.68

Ю. А. Троян\*, А. В. Беляев, А. Ю. Троян\*,  
Е. Б. Плеханов, А. П. Иерусалимов, Г. Б. Пискалева,  
С. Г. Аракелян<sup>1</sup>

ПОИСК И ИССЛЕДОВАНИЕ БАРИОННЫХ  
РЕЗОНАНСОВ СО СТРАННОСТЬЮ  $S=+1$   
В СИСТЕМЕ  $nK^+$  В РЕАКЦИИ  $np \rightarrow npK^+K^-$   
ПРИ ИМПУЛЬСЕ НАЛЕТАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ  
 $P_n = (5,20 \pm 0,12)$  ГэВ/с

Направлено в журнал «Письма в ЭЧАЯ»

\*E-mail: atroyan@jinr.ru

<sup>1</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

2004

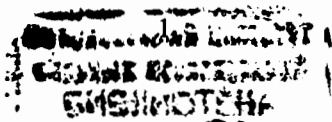
## ВВЕДЕНИЕ

В работах [1, 2] Д. Дьяконов, В. Петров и М. Поляков предложили развитие схемы  $SU(3)$ -симметрии на состояния с положительной странностью  $S = +1$ . Было провозглашено существование антидекуплета  $\bar{10}$ , в который входят состояния, содержащие пять кварков ( $uudd\bar{s}$ ). Динамика новых резонансов основана на модели кирального солитона. Это дало возможность оценить массы, ширины и квантовые числа ожидаемых новых эффектов, предложить формулу ротационного ряда, дающую зависимость масс резонансов от их спинов. В вершине антидекуплета в [1] стоит  $\Theta$ -резонанс с массой  $M = 1,530 \text{ ГэВ}/c^2$ , шириной  $\Gamma \leq 15 \text{ МэВ}/c^2$ , гиперзарядом  $Y = 2$ , изотопическим спином  $I = 0$ , со спином-четностью  $J^P = 1/2^+$ .

Гипотеза авторов [1] детально обсуждается в целом ряде теоретических исследований, число которых приближается к 50. Подробные обзоры теоретических работ вместе с рядом критических замечаний можно найти в публикациях [3–5]. В [6, 7] развиваются совсем другие подходы к проблеме указанных резонансов: в [6] — объединение кварков в дикварки с возникновением сверхпроводящих слоев, в [7] представлена чисто кварковая картина, в которой могут возникать изоскалярные, изовекторные и изотензорные состояния из пяти кварков (и обычных, и странных), что сильно расширяет как возможный набор квантовых чисел и масс искомым резонансов, так и вероятности их распадов (например,  $\Theta$ -частица может иметь набор квантовых чисел  $1/2^-, 3/2^-, 5/2^-$ ).

Предсказанные в [1, 2] свойства частиц из антидекуплета таковы, что позволяют осуществлять прямой поиск эффектов. Это и сравнительно небольшие массы, и доступные для прямого измерения ширины. Поэтому появился целый ряд экспериментальных работ [8], в каждой из которых обнаружен резонанс в системах  $nK^+$  или  $pK_0^0$  с массой  $\sim 1,540 \text{ ГэВ}/c^2$  и шириной  $3 \div 25 \text{ МэВ}/c^2$ . Пока ни в одной из них не наблюдался не только ротационный ряд, но не наблюдалось даже и более одного резонансного состояния в указанных системах. Также не определялись ни спин резонанса, ни его четность. Это связано в первую очередь с небольшими статистиками экспериментов, недостаточными точностями и наличием разного рода выборов.

В предлагаемой работе мы попытались по возможности изучить более подробно характеристики наблюдаемых эффектов.



## 1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследования проводились на материале с 1-м водородной пузырьковой камеры (hydrogenous bubble chamber — НВС) ЛВЭ ОИЯИ, облученной пучками квазимонохроматических нейтронов из синхрофазотрона ЛВЭ. После ускорения дейтронов в синхрофазотроне ЛВЭ в 1972 г. был создан нейтронный канал на 1-м НВС. Целью экспериментов с нейтронами было изучение пентакварков в системах  $\Delta^{++}\pi^+$ .

Квазимонохроматические нейтроны ( $\Delta P_n/P_n \approx 2,5\%$ ) получались в результате стриппинга ускоренных дейтронов на 1-см Al-мишени, размещенной внутри вакуумной камеры синхрофазотрона. Нейтроны выводились из ускорителя под углом  $0^\circ$  к траектории ускоренных дейтронов. Очистка пучка нейтронов от заряженных частиц производилась магнитным полем ускорителя, в котором нейтроны проходили около 12 м, прежде чем выйти из синхрофазотрона. Пузырьковая камера находилась на расстоянии 120 м от Al-мишени. Пучок нейтронов был хорошо коллимирован и имел угловой разброс  $\Delta\Omega_n \approx 10^{-7}$  ср. В пучке не было примесей ни от заряженных частиц, ни от  $\gamma$ -квантов. Подробное описание канала представлено в работе [9].

Однометровая НВС была размещена в магнитном поле величиной  $\sim 17$  кГс. В результате мы имеем хорошую точность измерения импульсов вторичных заряженных частиц (импульсы протонов в реакции  $np \rightarrow npK^+K^-$  измерялись со средней точностью  $\approx 2\%$ ,  $K^+$ ,  $K^- \approx 3\%$ ). Углы вылета частиц измерялись с точностью  $\leq 0,5^\circ$ .

Разделение каналов реакций производилось стандартным  $\chi^2$ -методом с учетом имеющихся уравнений связи [10]. В случае изучаемой реакции  $np \rightarrow npK^+K^-$  есть одно уравнение связи на параметры (закон сохранения энергии) и экспериментальное  $\chi^2$ -распределение должно подчиняться теоретическому распределению  $\chi^2$  с одной степенью свободы.

На рис. 1, а представлены экспериментальное (гистограмма) и теоретическое (сплошная кривая) распределения  $\chi^2$  для указанной реакции. Видно хорошее совпадение вплоть до величины  $\chi^2 = 1$ . Для событий с  $\chi^2 > 1$  имеется расхождение теоретического и экспериментального распределений. Поэтому в дальнейшем мы используем события, для которых  $\chi^2 \leq 1$  (на рис. 1, а граница отмечена стрелкой). В 15% случаев события с таким ограничением удовлетворяют двум гипотезам: канал  $np \rightarrow npK^+K^-$  и канал  $np \rightarrow np\pi^+\pi^-$ . При этом  $\chi^2$  для гипотезы с  $K$ -мезонами («K») всегда меньше, чем  $\chi^2$  для гипотезы с  $\pi$ -мезонами (« $\pi$ »). Все данные события отнесены к гипотезе «K». Отличия разных тестовых распределений в однозначных ( $\chi^2_{\text{«K»}} < 1$ ,  $\chi^2_{\text{« $\pi$ »}} > 6,4$ ) и двузначных ( $\chi^2_{\text{«K»}} < 1$ ,  $\chi^2_{\text{« $\pi$ »}} < 1$ ) событиях не обнаружены.

На рис. 1, б изображено распределение недостающих масс в событиях с  $\chi^2 \leq 1$ . Видно, что распределение имеет максимум при значении недостаю-

щей массы, равной массе нейтрона с точностью  $0,1$  МэВ/ $c^2$ , и симметрично относительно массы нейтрона. В дальнейшем для большей чистоты материала отброшено малое число событий со значениями недостающей массы вне интервала, отмеченного на графике стрелками.

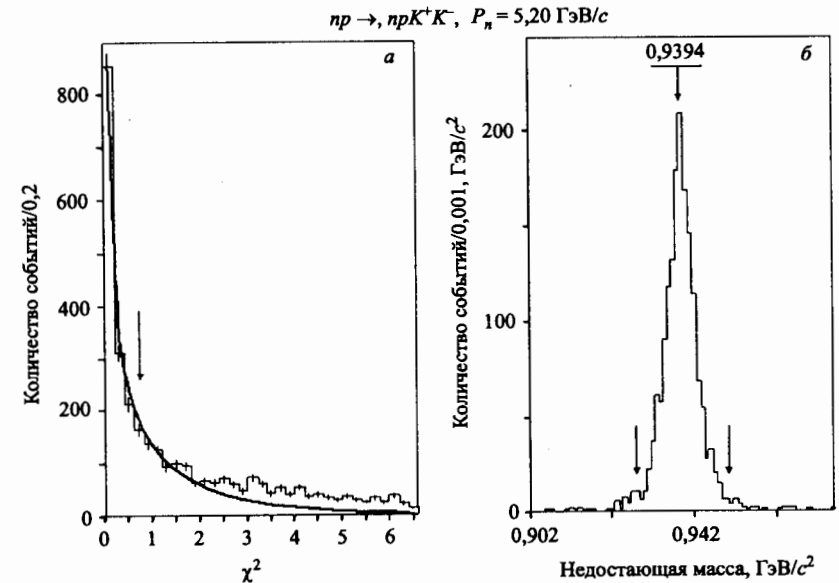


Рис. 1. а) Экспериментальное (гистограмма) и теоретическое (сплошная кривая) распределения  $\chi^2$  для реакции  $np \rightarrow npK^+K^-$ ; б) распределение недостающих масс для реакции  $np \rightarrow npK^+K^-$  в событиях  $\chi^2 \leq 1$

В результате этих отборов имеем 1558 событий реакции  $np \rightarrow npK^+K^-$  при  $P_n = (5,20 \pm 0,12)$  ГэВ/ $c$  в условиях  $4\pi$ -геометрии (отсутствие угловых выборок), результаты обработки которых и приведены ниже.

## 2. ФИЗИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 приведено распределение эффективных масс  $nK^+$ -комбинаций из всех событий реакции  $np \rightarrow npK^+K^-$  при  $P_n = (5,20 \pm 0,12)$  ГэВ/ $c$ . Распределение аппроксимировано некогерентной суммой фоновой кривой, взятой в виде полинома Лежандра 8-й степени, и десятью резонансными кривыми в форме Брейта-Вигнера. Стрелками отмечены подобранные значения масс резонансов. Доля фона в этом распределении составляет 75,8%.

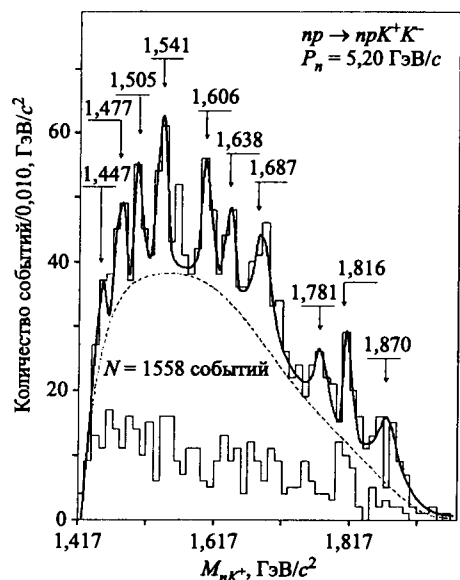


Рис. 2. Распределение эффективных масс  $nK^+$ -комбинаций из всех событий реакции  $np \rightarrow npK^+K^-$  при  $P_n = (5,20 \pm 0,12)$  ГэВ/с. Пунктирная линия — фоновая кривая, взятая в виде полинома Лежандра 8-й степени. Сплошная линия — сумма фоновой кривой и десяти резонансных кривых в форме Брейта-Вигнера. Нижняя гистограмма — распределение эффективных масс  $nK^+$ -комбинаций, отобранных с условием  $\{\cos \Theta_n^* < -0,85 \cup \cos \Theta_n^* > 0,85\}$

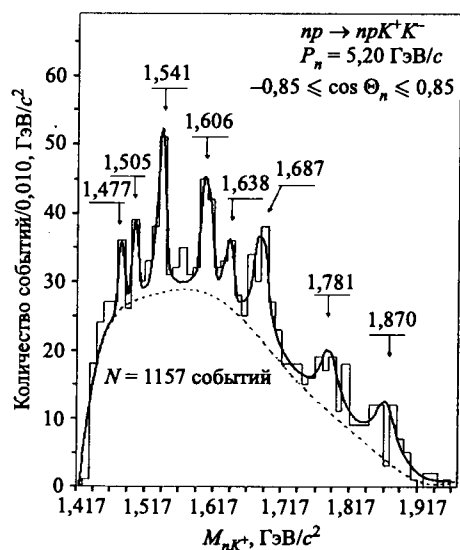


Рис. 3. Распределение эффективных масс  $nK^+$ -комбинаций из реакции  $np \rightarrow npK^+K^-$  при  $P_n = (5,20 \pm 0,12)$  ГэВ/с для событий, отобранных с условием  $\{-0,85 < \cos \Theta_n^* < 0,85\}$ . Пунктирная линия — фоновая кривая, взятая в виде полинома Лежандра 8-й степени. Сплошная линия — сумма фоновой кривой и восьми резонансных кривых в форме Брейта-Вигнера

Требования к фоновой кривой заключаются, во-первых, в том, чтобы погрешности в коэффициентах каждого члена полинома при его подборе были не более 50% и, во-вторых, чтобы полином описывал экспериментальное распределение после «выбрасывания» резонансных областей с  $\chi^2 = 1,0$  и

$\sqrt{D} = 1,4$  (характеристики  $\chi^2$ -распределения с одной степенью свободы). Для распределения на рис. 2  $\chi^2 = 0,92 \pm 0,29$  и  $\sqrt{D} = 1,33 \pm 0,20$ . Эти же значения для фоновой кривой, нормированной на 100% событий в графике (с резонансными областями), равны  $\chi^2 = 1,40 \pm 0,19$  и  $\sqrt{D} = 2,38 \pm 0,14$ . Статистическая значимость резонанса с  $M = 1,541$  ГэВ/с<sup>2</sup> равна 4,5 S.D.

На том же графике (см. рис. 2) представлено распределение эффективных масс  $nK^+$ -комбинаций, отобранных с условием  $\{\cos \Theta_n^* < -0,85 \cup \cos \Theta_n^* > 0,85\}$ , где  $\Theta_n^*$  — угол вылета нейтрона в общей системе центра масс (с. ц. м.). Видно, что это распределение не имеет существенных выбросов и устранение данных событий может снизить уровень фона для резонансов.

На рис. 3 приведено распределение эффективных масс  $nK^+$ -комбинаций для событий, отобранных с условием  $\{-0,85 < \cos \Theta_n^* < 0,85\}$ . Распределение аппроксимировано некогерентной суммой фоновой кривой, взятой в виде полинома Лежандра 8-й степени, и восьми резонансными кривыми в форме Брейта-Вигнера. Статистическая значимость резонансов, расположенных справа от  $M = 1,541$  ГэВ/с<sup>2</sup>, несколько выросла, а узких резонансов слева от  $M = 1,541$  ГэВ/с<sup>2</sup> несколько упала.

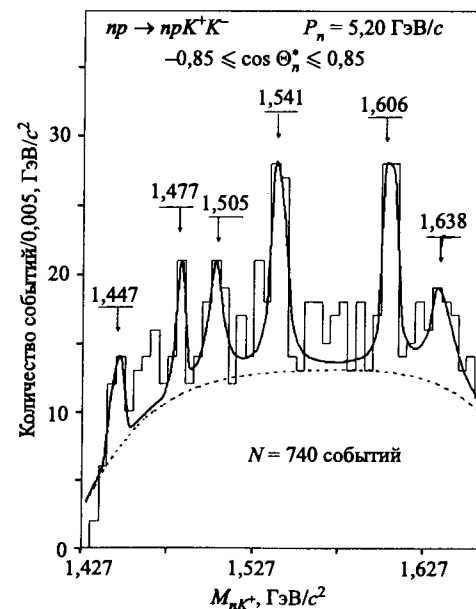


Рис. 4. Распределение эффективных масс  $nK^+$ -комбинаций из реакции  $np \rightarrow npK^+K^-$  при  $P_n = (5,20 \pm 0,12)$  ГэВ/с для событий, отобранных с условием  $\{-0,85 < \cos \Theta_n^* < 0,85\}$ . Пунктирная линия — фоновая кривая в виде полинома Лежандра 4-й степени. Сплошная линия — сумма фоновой кривой и шести резонансных кривых в форме Брейта-Вигнера

Для лучшего изучения маломассовых резонансов построено распределение эффективных масс  $nK^+$ -комбинаций с шагом 5 МэВ/с<sup>2</sup> (до массы  $\sim 1,663$  ГэВ/с<sup>2</sup>). Это распределение (см. рис. 4) аппроксимировано неко-

герентной суммой фоновой кривой, взятой в виде полинома Лежандра 4-й степени, и шестью резонансными кривыми в форме Брейта-Вигнера. Резонанс с  $M = 1,541 \text{ ГэВ}/c^2$  превышает фон на 5,2 S.D., с  $M = 1,605 \text{ ГэВ}/c^2$  — на 5,4 S.D., с  $M = 1,505 \text{ ГэВ}/c^2$  — на 3,1 S.D. Из данного графика более точно определяются ширины резонансов (сводку данных о резонансах см. в табл. 1).

Нами была предпринята попытка увеличить статистическую значимость некоторых резонансов. Она основана на предположении, что резонансы образуются при помощи механизмов  $K$ -обменов: в одной из вершин соответствующей диаграммы образуется известный резонанс ( $\Sigma^*$  или  $\Lambda^*$ ), распадающийся на  $p$ - и  $K^-$ -мезон, в другой — один из искомым резонансов в системе  $nK^+$ . При этом  $K^-$ -мезон от распада известного резонанса может быть скоррелирован с резонансом в системе  $nK^+$  чисто кинематически. В результате в системе  $nK^+K^-$  в распределении эффективных масс могут возникать пики кинематического происхождения.

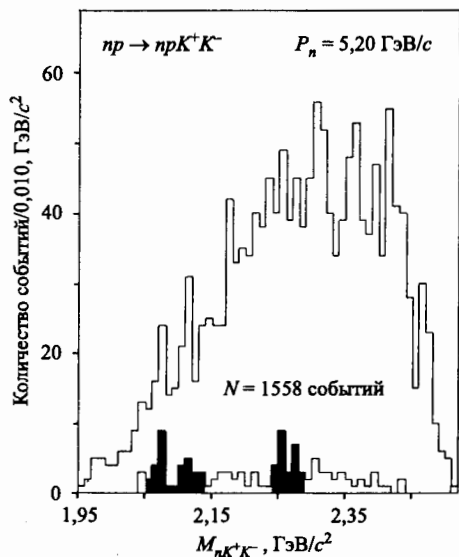


Рис. 5. Распределение эффективных масс  $nK^+K^-$ -комбинаций из реакции  $np \rightarrow npK^+K^-$  при  $P_n = (5,20 \pm 0,12) \text{ ГэВ}/c$ . Нижняя гистограмма — распределение эффективных масс  $nK^+K^-$ , построенных так, чтобы эффективная масса  $nK^+$  лежала в полосе резонанса с  $M = 1,541 \text{ ГэВ}/c^2$

На рис. 5 представлено распределение эффективных масс  $nK^+K^-$ -комбинаций. В распределении отчетливо виден ряд особенностей. Соответствующих нуклонных резонансов, распадающихся по схеме  $R \rightarrow NK\bar{K}$ , в таблицах мировых данных нет. Это как раз те кинематические отражения, о которых шла речь выше. На том же рис. 5 приведено распределение эффективных масс  $nK^+K^-$ , построенных так, чтобы эффективная масса  $nK^+$

лежала в полосе резонанса с  $M = 1,541 \text{ ГэВ}/c^2$ . В данном распределении ясно видны два сгущения в интервалах масс  $nK^+K^-$   $2,020 \div 2,150$  и  $2,240 \div 2,280 \text{ ГэВ}/c^2$ . Соответствующие сгущения существуют и для резонансов в системе  $nK^+$  с  $M = 1,606 \text{ ГэВ}/c^2$  и  $M = 1,687 \text{ ГэВ}/c^2$ .

Выбирая области масс  $nK^+K^-$ , соответствующие отражениям резонансов в системе  $nK^+$  с этими массами, получаем распределения эффективных масс  $nK^+$ , представленные на рис. 6 для резонансов с массой 1,541, 1,606, и 1,687  $\text{ГэВ}/c^2$ .

Под каждым графиком приведены значения областей, выбранных по массам  $nK^+K^-$ , и указаны границы дополнительного ограничения по углам вылета вторичного нейтрона в общей с. ц. м. Это дополнительное ограничение по углам несколько уменьшает фон, но основной эффект усиления происходит из-за ограничения по массам  $nK^+K^-$ .

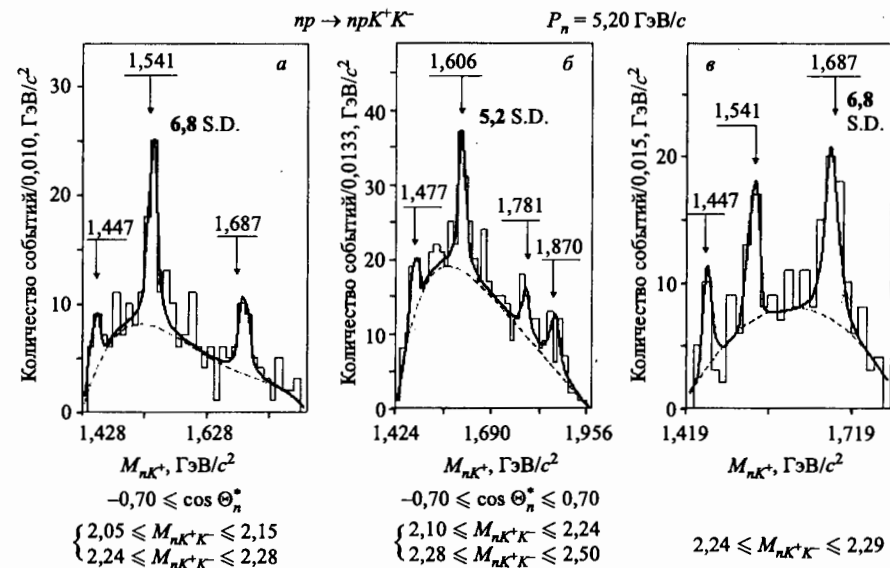


Рис. 6. Распределение эффективных масс  $nK^+$ -комбинаций из реакции  $np \rightarrow npK^+K^-$  при  $P_n = (5,20 \pm 0,12) \text{ ГэВ}/c$  для резонанса с массой: а) 1,541  $\text{ГэВ}/c^2$ ; б) 1,606  $\text{ГэВ}/c^2$ ; в) 1,687  $\text{ГэВ}/c^2$ . Под графиками приведены значения областей, выбранных по массам  $nK^+K^-$ , и указаны границы дополнительного ограничения по углам вылета вторичного нейтрона в общей с. ц. м. Пунктирными линиями обозначены фоновые кривые. Сплошные линии — аппроксимирующие кривые

Каждое из полученных распределений аппроксимировано некогерентной суммой фоновой кривой, взятой в виде полинома Лежандра, и резонансными кривыми в форме Брейта-Вигнера.

В результате мы имеем значительное усиление эффектов от трех обработанных таким образом резонансов (величины стандартных отклонений приведены на графиках рис. 6). При этом число событий в пиках не уменьшается по сравнению с обработками, представленными на рис. 2-4.

На рис. 7 представлены распределения эффективных масс  $pK^-$ -комбинаций с теми же условиями выборок, что и на рис. 6. Видны особенности в распределении эффективных масс  $pK^-$ , соответствующих известным  $\Sigma^*$ -,  $\Lambda^*$ -резонансам (данные особенности хорошо видны и в распределении эффективных масс  $pK^-$ , построенном без указанных ограничений).

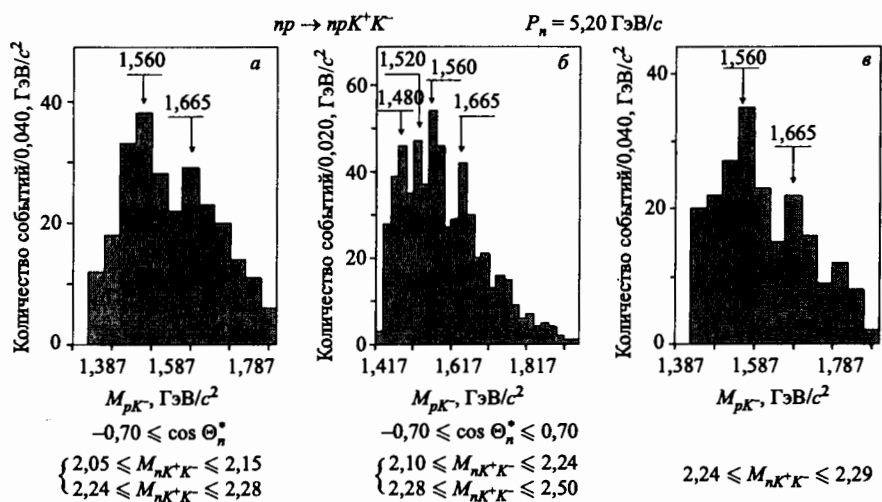


Рис. 7. Распределение эффективных масс  $pK^-$ -комбинаций из реакции  $np \rightarrow npK^+K^-$  при  $P_n = (5,20 \pm 0,12)$  ГэВ/с. Под графиками приведены значения областей, выбранных по массам  $nK^+K^-$ , и указаны границы дополнительного ограничения по углам вылета вторичного нейтрона в общей с.ц.м. (а-в соответствуют рис. 6)

Нами сделаны оценки спинов наблюдаемых резонансов в системе  $nK^+$ . Для этого были построены распределения углов вылета нейтронов от распада резонансов по отношению к направлению полета резонанса в общей с.ц.м. реакции. Все величины переведены в систему покоя резонанса (спиральная система координат). В спиральной системе координат угловые распределения распадной частицы описываются суммой полиномов Лежандра четных степеней, максимальная степень которых равна  $(2J - 1)$ , где  $J$  — спин резо-

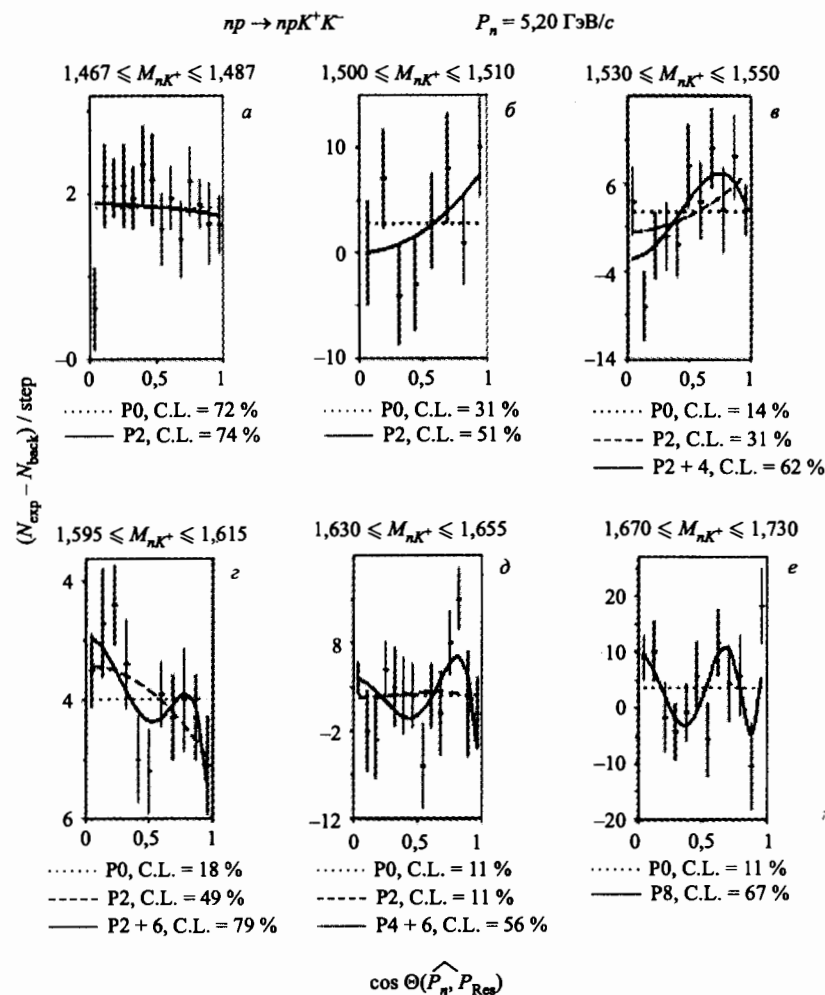


Рис. 8. Распределения углов вылета вторичных нейтронов в спиральной системе координат для резонансов с массой: а) 1,477 ГэВ/с<sup>2</sup>; б) 1,505 ГэВ/с<sup>2</sup>; в) 1,541 ГэВ/с<sup>2</sup>; г) 1,606 ГэВ/с<sup>2</sup>; д) 1,638 ГэВ/с<sup>2</sup>; е) 1,687 ГэВ/с<sup>2</sup>

нанса (для полуцелых спинов). Таким способом оценивается значение нижней границы спина резонанса. Авторы благодарны В.Л. Любошицу за написание соответствующих формул. На рис. 8 приведены угловые распределения для шести резонансов, массы которых находятся в указанных на графиках интервалах. Фоновые распределения строятся из интервалов справа и слева от

соответствующей полосы резонанса и вычитаются с массой, соответствующей доле фона в резонансной области. При построении этих распределений никаких ограничений по углам вылета частиц не применялось (использование ограничений по углу вылета вторичного нейтрона не изменяет результатов). При аппроксимации распределений требовалось, чтобы погрешности в коэффициентах подобранных полиномов Лежандра не превышали 50 %.

Из приведенных на рис. 8 графиков видно, что для резонанса с  $1,467 < M < 1,487$  ГэВ/ $c^2$  распределение изотропно и полиномов высших степеней для его описания не требуется, следовательно, его спин  $J \geq 1/2$ . Для резонанса с  $1,500 < M < 1,510$  ГэВ/ $c^2$  наиболее вероятное значение спина  $J \geq 3/2$ , хотя и оценка  $J \geq 1/2$  тоже имеет довольно большой доверительный уровень. Для резонанса с  $1,530 < M < 1,550$  ГэВ/ $c^2$  (резонанс, наиболее широко обсуждаемый в публикациях) мы имеем для спина  $J \geq 1/2$  доверительный уровень значительно меньший, чем для более высоких значений спина. Наибольший доверительный уровень имеет оценка спина  $J \geq 5/2$ . Резонанс с  $1,595 < M < 1,615$  ГэВ/ $c^2$  имеет довольно уверенную оценку  $J \geq 7/2$ .

Качественную оценку можно сделать из вида графиков: они должны иметь  $(2J - 3)/2$  экстремумов плюс один «тривиальный» при  $\cos \Theta = 0$ , т. е. для спина  $J \geq 7/2$  экстремумов должно быть два и «тривиальный» при  $\cos \Theta = 0$ , что довольно хорошо (в пределах погрешностей) просматривается на графике рис. 8, г.

На рис. 8, д, е представлены результаты исследования спинов для более тяжелых резонансов. Для  $1,630 < M < 1,655$  ГэВ/ $c^2$  с хорошим уровнем доверия имеем  $J \geq 7/2$ , для  $1,670 < M < 1,730$  ГэВ/ $c^2$  с еще большей уверенностью —  $J \geq 9/2$ . Тяжелый резонанс с  $1,760 < M < 1,790$  ГэВ/ $c^2$  имеет слабые оценки, что связано с довольно плохим в этой области разрешением по массам и увеличивающимся здесь влиянием фона на оценки спина.

Результаты настоящей работы представлены в табл. 1.

В первой колонке помещены экспериментальные значения масс резонансов с их погрешностями; во второй — экспериментальные значения полных ширин резонансов; в третьей — значения истинных ширин резонансов с их погрешностями.

Истинные ширины резонансов получаются после квадратичного вычитания из экспериментальной ширины значения функции разрешения по массам, которая увеличивается с ростом массы по закону

$$\Gamma_{\text{res}}(M) = 4,2 \left[ \left( M - \sum_{i=1}^2 m_i \right) / 0,1 \right] + 2,8,$$

где  $M$  — масса резонанса,  $m_i$  — масса покоя входящей в резонанс частицы  $i$ ,

Таблица 1

$M_{\text{exp}} \pm \Delta M_{\text{exp}}, \text{ ГэВ}/c^2$	$\Gamma_{\text{exp}} \pm \Delta \Gamma_{\text{exp}}, \text{ ГэВ}/c^2$	$\Gamma_{\text{Res}} \pm \Delta \Gamma_{\text{Res}}, \text{ ГэВ}/c^2$	$J_{\text{exp}}$	S.D.
$1,447 \pm 0,007$	$0,005 \pm 0,004$	$0,004 \pm 0,004$	—	3,2
$1,467 \pm 0,003$	$0,008 \pm 0,003$	$0,008 \pm 0,004$	—	2,3
$1,477 \pm 0,002$	$0,005 \pm 0,003$	$0,002^{+0,006}_{-0,002}$	1/2	3,0
$1,505 \pm 0,004$	$0,008 \pm 0,003$	$0,005 \pm 0,005$	3/2	3,5
$1,541 \pm 0,004$	$0,011 \pm 0,003$	$0,008 \pm 0,004$	5/2	6,8
$1,606 \pm 0,005$	$0,014 \pm 0,005$	$0,011 \pm 0,006$	7/2	5,2
$1,638 \pm 0,005$	$0,016 \pm 0,011$	$0,012^{+0,015}_{-0,012}$	7/2	3,6
$1,687 \pm 0,007$	$0,027 \pm 0,007$	$0,024 \pm 0,008$	9/2	6,8
$1,781 \pm 0,008$	$0,029 \pm 0,012$	$0,023 \pm 0,015$	—	4,1
$1,870 \pm 0,019$	$0,036 \pm 0,010$	$0,032 \pm 0,011$	—	5,9

$M$  и  $m_i$  взяты в единицах ГэВ/ $c^2$ , величины 4,2 и 2,8 — в единицах МэВ/ $c^2$  [11]. Например, величина полной ширины функции разрешения для резонанса с  $M = 1,541$  ГэВ/ $c^2$  получается  $\approx 7$  МэВ/ $c^2$ .

В четвертой колонке табл. 1 приведены значения спинов резонансов. Это нижние границы спинов, как объяснялось при обсуждении процедуры оценки спинов.

В пятой колонке табл. 1 приведены статистические значимости резонансов, определенные как отношение числа событий в резонансе к квадратному корню из числа фоновых событий под резонансом.

Оценка сечения образования резонанса с  $M = 1,541$  ГэВ/ $c^2$  в системе  $nK^+$  из реакции  $np \rightarrow npK^+K^-$  при  $P_n = (5, 20 \pm 0, 12)$  ГэВ/ $c$  дает  $\sigma = (3,5 \pm 0,7)$  мкб.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Мы попытались систематизировать полученные результаты, используя формулу для ротационных уровней, предложенную в работах Дьяконова и др. [1, 2]:

$$M_J = M_0 + kJ(J + 1). \quad (1)$$

Здесь  $M_J$  — масса резонанса,  $J$  — его спин,  $M_0$  — масса покоя солитона,  $k$  — величина, обратная удвоенному моменту инерции солитона (используется терминология [2]).

Если внимательно посмотреть на графики распределения эффективных масс  $nK^+$ -комбинаций (особенно на рис. 4, где построение выполнено с шагом 5 МэВ/ $c^2$ ), то можно заметить, что наряду с сильными особенностями имеются и более слабые: при  $M = 1,467$  ГэВ/ $c^2$ , выброс при массе в районе  $M = 1,565$  ГэВ/ $c^2$  и другие. Поэтому мы производили аппроксимацию

Таблица 2

№	$M_0 = 1,462, \text{ ГэВ}/c^2$		$k = 0,0090$		$M_0 = 1,471, \text{ ГэВ}/c^2$		$k = 0,0107$	
	$J$	$M_J$	$M_{\text{exp}} \pm \Delta M_{\text{exp}}$	$J_{\text{exp}}$	$J$	$M_J$	$M_{\text{exp}} \pm \Delta M_{\text{exp}}$	$J_{\text{exp}}$
1.	1/2	1,469	$1,467 \pm 0,003$	—	1/2	1,471	$1,477 \pm 0,002$	1/2
2.	3/2	1,496	$1,505 \pm 0,004$	3/2	3/2	1,511	$1,505 \pm 0,004$	3/2
3.	5/2	1,541	$1,541 \pm 0,004$	5/2	5/2	1,565	—	—
4.	7/2	1,604	$1,606 \pm 0,005$	7/2	7/2	1,640	$1,638 \pm 0,005$	7/2
5.	9/2	1,685	$1,687 \pm 0,007$	9/2	9/2	1,736	—	—
6.	11/2	1,784	$1,781 \pm 0,008$	—	11/2	1,854	$1,870 \pm 0,019$	—
7.	13/2	1,901	$1,870 \pm 0,019$	—				

а

б

распределений масс в зависимости от спина в двух вариантах. Оба они представлены в табл. 2: *a* — для «сильных» резонансов, *b* — для «слабых». Видно хорошее согласие экспериментальных данных с формулой (1). В табл. 2, *a* самая большая предсказанная масса 1,901 ( $J = 13/2$ ) может обрезаться справа фазовым объемом и на эксперименте проявляться при меньшей массе. В табл. 2, *b* в третьей и пятой строках отсутствуют сведения об экспериментальных значениях масс и спинов. При этих массах имеются выбросы, которые не обеспечены статистически как резонансы.

Беря моменты инерции в виде  $I = M_0 r^2$  и используя значения  $k = 1/2I$  из табл. 2, можно определить радиус солитона. Он оказывается равным  $\approx 1,2$  фм, т.е. близок к  $\pi$ -мезонному радиусу ( $\approx 1,35$  фм).

Мы сделали другую аппроксимацию наблюдающихся нами ротационных полос, где масса возбужденного состояния зависит не от спина резонанса, а от его орбитального момента  $l$ :

$$M_l = M_0 + kl(l+1). \quad (2)$$

Результаты представлены в табл. 3: *a* — для «сильных» резонансов, *b* — для «слабых». Значения орбитальных моментов выбраны произвольно, но так, чтобы они не противоречили оценкам спинов. Эти описания лучше удовлетворяют экспериментальным данным. Кроме того, «в игру вошел» резонанс при  $M = 1,447 \text{ ГэВ}/c^2$ , который проявляется в большинстве наших распределений и о котором говорится в нескольких теоретических анализах.

При сделанных предположениях об орбитальных моментах четность резонанса с  $M = 1,541 \text{ ГэВ}/c^2$  отрицательна. Если учесть еще значение его спина  $J = 5/2$ , то можно прийти к выводу, что этот резонанс не находится в вершине антидекуплета, предложенного в [1, 2]. Но есть вероятность, что в вершине находится резонанс с  $M = 1,501 \text{ ГэВ}/c^2$ , у которого положительная четность и спин, равный  $1/2$ . Наше определение спина резонанса при

Таблица 3

$M_0 = 1,481, \text{ ГэВ}/c^2$			$k = 0,010$			$M_0 = 1,447, \text{ ГэВ}/c^2$			$k = 0,010$		
$\ell$	$M_\ell$	$M_{\text{exp}} \pm \Delta M_{\text{exp}}$	$\ell$	$M_\ell$	$M_{\text{exp}} \pm \Delta M_{\text{exp}}$	$\ell$	$M_\ell$	$M_{\text{exp}} \pm \Delta M_{\text{exp}}$	$\ell$	$M_\ell$	$M_{\text{exp}} \pm \Delta M_{\text{exp}}$
0	1,481	$1,477 \pm 0,002$	0	1,447	$1,447 \pm 0,007$	0	1,447	$1,447 \pm 0,007$	0	1,447	$1,447 \pm 0,007$
1	1,501	$1,505 \pm 0,004$	1	1,467	$1,467 \pm 0,003$	1	1,467	$1,467 \pm 0,003$	1	1,467	$1,467 \pm 0,003$
2	1,541	$1,541 \pm 0,004$	2	1,507	$1,505 \pm 0,004$	2	1,507	$1,505 \pm 0,004$	2	1,507	$1,505 \pm 0,004$
3	1,601	$1,606 \pm 0,005$	3	1,567	—	3	1,567	—	3	1,567	—
4	1,681	$1,687 \pm 0,007$	4	1,647	$1,638 \pm 0,005$	4	1,647	$1,638 \pm 0,005$	4	1,647	$1,638 \pm 0,005$
5	1,781	$1,781 \pm 0,008$	5	1,747	—	5	1,747	—	5	1,747	—
6	1,901	$1,870 \pm 0,019$	6	1,867	$1,870 \pm 0,019$	6	1,867	$1,870 \pm 0,019$	6	1,867	$1,870 \pm 0,019$

а

б

$M \approx 1,505 \text{ ГэВ}/c^2$  не противоречит тому, что в этом месте могут находиться два резонанса с  $M = 1,501 \text{ ГэВ}/c^2$  и спином-четностью  $J^P = 1/2^+$  и резонанс с  $M = 1,507 \text{ ГэВ}/c^2$  со спином-четностью  $J^P = 3/2^-$ . При этом оба они очень узкие, но сдвинуты друг относительно друга, что в результате дает среднее значение экспериментальной  $M = 1,505 \text{ ГэВ}/c^2$ . В области малых масс, таким образом, требуются очень точные и по разрешению, и по статистике эксперименты.

Мы считаем необходимым сделать еще одно замечание.

Проблема пентакварков возникла еще в 60-х гг. прошлого столетия. Я. Б. Зельдович и А. Д. Сахаров [12] впервые трактовали наблюдавшиеся тогда эффекты в системе  $p\pi^+\pi^+$  как проявление пентакварковых состояний. Наши первые работы [13] на эту тему стимулировали создание уникального нейтронного пучка [9] на 1-м НВС ЛВЭ после ускорения дейтронов на синхрофазотроне ЛВЭ. В 1979 г. в журнале «Ядерная физика» [14] была опубликована наша работа по наблюдению довольно узкого ( $\Gamma = 43 \text{ МэВ}/c^2$ ) резонанса в эффективных массах  $\Delta^{++}\pi^+$  ( $\Delta^-\pi^-$ )-комбинаций при  $M = 1,440 \text{ ГэВ}/c^2$  со статистической значимостью 5,5 S.D. Эти резонансы можно было трактовать как пятикварковые состояния  $uuuud$  ( $ddd\bar{d}\bar{u}$ ) для  $\Delta^{++}\pi^+$  ( $\Delta^-\pi^-$ ). В том же исследовании построена траектория Редже для состояний с  $J = T$  и показано, что на ней находятся  $N$ ,  $\Delta$ ,  $E_{55}$  (обнаруженный нами с  $M = 1,440 \text{ ГэВ}/c^2$ ). Наклон траектории был около  $1,68 (\text{ГэВ}/c^2)^{-2}$ .

Существование таких новых резонансов с  $J = T$  предсказывалось в работах А. А. Григоряна и А. Б. Кайдалова [15] при исследовании ими свертывающихся правил сумм для рассеяния реджеонов на частицах. Их предсказания совпали с нашими данными.

В 1983 г. нами была опубликована следующая работа на эту тему [16] с увеличенной статистикой. Зафиксировано еще два состояния с  $M = 1,522 \text{ ГэВ}/c^2$  и  $M = 1,894 \text{ ГэВ}/c^2$ .



Таким образом, проблема состояний с числом кварков больше трех об-суждается давно и есть схемы, имеющие предсказательную силу.

По нашему мнению, вопрос о числе кварков не является важным в пред-ложениях Д. Дьяконова, В. Петрова и М. Полякова. Симметричный подход во-обще не использует понятие «кварк». Данный подход очень общий, а потому и гораздо более важный, чем модельные соображения.

Что касается экспериментальной ситуации, то она представляется нам чрезвычайно сложной. Во всех экспериментах, где наблюдались эффекты в системах  $nK^+$  или  $pK_s^0$ , видят только один пик при массе в районе 1,530–1,540 ГэВ/ $c^2$ . Это связано, по-видимому, с низкой первичной энер-гией, недостаточным разрешением по массам, малой статистикой и наличием различных выборок в экспериментах.

Нам представляется, что наиболее существенным сейчас является наблю-дение еще хотя бы одного резонанса, определение спинов хотя бы двух ре-зонансов и точное определение их ширин. Предсказываемый закон роста ширин резонансов с ростом их спина  $\Gamma \sim J^3/M^2$  [2] очень жесткий. При увеличении спина в 5 раз ширина возрастает в 125 раз и увидеть что-либо на эксперименте можно, если и массы резонансов сильно возрастут, что трудно для наблюдения, и вызывает вопросы о справедливости нерелятивистского подхода, используемого в модели кирального солитона.

Авторы благодарят В.Л. Любошица за постоянную помощь в работе, ко-торую он оказывает на протяжении многих лет, а также Е.А. Строковского и М.В. Токарева, которые не только привлекли наше внимание к данной физической проблеме, но и постоянно предоставляют важную физическую информацию.

Благодарим Е.Н. Кладницкую за ряд полезных замечаний.

Мы признательны всем сотрудникам ОИЯИ, помогающим нам в обра-ботке материала: лаборантам ВБЛВЭ, инженерам ЛИТ, обслуживающим со-ответствующую аппаратуру.

Работа выполнена в рамках темы 03-1-0983092/2004 в ВБЛВЭ ОИЯИ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Diakonov D., Petrov V., Polyakov M.* // *Z. Phys. A.* 1997. V. 359. P. 305–314.
2. *Diakonov D.* // *Acta Phys. Polonica B.* 1994. V. 25, № 1–2.
3. *Ellis J., Karliner M., Praszalowich M.* hep-ph/0401127.
4. *Borisyuk D., Faber M., Kobushkin A.* hep-ph/0307370.
5. *Borisyuk D., Faber M., Kobushkin A.* hep-ph/0312213.

6. *Jaffe R., Wilczek F.* hep-ph/0307341.
7. *Capstick S., Page P.R., Roberts W.* hep-ph/0307019.
8. *Nakano T. et al. (LEPS Collab.)* // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 91. P. 012002; hep-ex/0301020;  
*Barmin V. V. et al. (DIANA Collab.)* // *Phys. At. Nucl.* 2003. V. 66. P. 1715; *Yad. Fis.* 2003. V. 66. P. 1763; hep-ex/0304040;  
*Stepanyan S. et al. (CLAS Collab.)* hep-ex/0307018;  
*Barth J. et al. (SAPHIR Collab.)* hep-ex/0307083;  
*Kubarovsky V., Stepanyan S. (CLAS Collab.)* hep-ex/0307088;  
*Asratyan A. E., Dolgolenko A. G., Kubantsev V. A.* hep-ex/0309042;  
*Kubarovsky V. et al. (CLAS Collab.)* hep-ex/0311046;  
*Airapetian A. et al. (HERMES Collab.)* hep-ex/0312044;  
*Chekanov S. (ZEUS Collab.)* <http://www.desy.de/f/seminar/Checanov.pdf>;  
*Togoo R. et al.* // *Proc. Mongolian Acad. Sci.* 2003. V. 4. P. 2;  
*Aleev A. et al. (SVD Collab.)* hep-ex/0401024.
9. *Gasparian A. P. et al.* JINR, 1-9111. Dubna, 1975; *Pribory i Teknika Eksp.* 1977. V. 2. P. 37.
10. *Troyan Yu. A. et al.* // *Phys. At. Nuc.* 2000. V. 63, № 9. P. 1562–1573; *Yad. Fiz.* 2000. V. 63, № 9. P. 1648–1659.
11. *Troyan Yu. A. et al.* // *JINR Rapid Commun.* 1996. № 6[80]–96. P. 73.
12. *Zeldovich Ya. B., Saharov A. D.* // *Yad. Fiz.* 1966. V. 4. P. 395.
13. *Moroz V. I., Nikitin A. V., Troyan Yu. A.* JINR, E1-3940. Dubna, 1968; *Yad. Fiz.* 1969. V. 2. P. 9.
14. *Abdivaliev A. et al.* // *Yad. Fiz.* 1979. V. 6. P. 29.
15. *Grigorian A., Kaidalov A.* // *Yad. Fiz.* 1980. V. 32. P. 540;  
*Grigorian A., Kaidalov A.* // *Pisma v JETF.* 1978. V. 28. P. 318.
16. *Abdivaliev A. et al.* // *Yad. Fiz.* 1983. V. 3. P. 37.

Получено 23 апреля 2004 г.