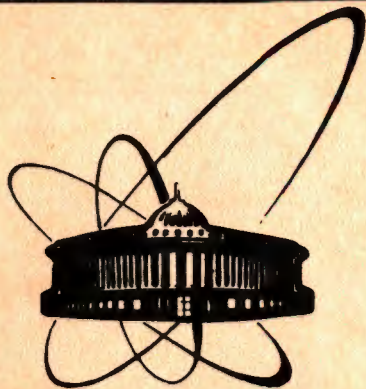


92-290



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P1-92-290

Ю. А. Троян, В. Н. Печенов

УЗКИЕ ДИПРОТОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ  
В  $n$ p-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ЭНЕРГИЯХ  
0,6 ÷ 5 ГэВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1992

## ВВЕДЕНИЕ

В течение последних десяти лет проблема узких дибарионных резонансов изучается довольно интенсивно как в экспериментальном, так и в теоретическом планах во многих лабораториях мира. Существуют экспериментальные указания на существование таких резонансов в широкой области эффективных масс - от суммы масс двух нуклонов до значения  $\approx 2400 \text{ МэВ}/c^2$ . В некоторых экспериментах заметных эффектов не обнаружено. С экспериментальной ситуацией можно познакомиться по работам [1,2].

Теоретические подходы к проблеме отличаются широким разнообразием - от кварковых представлений [3,4] до мезонной динамики [5] и непертурбативной КЭД [6]. Однако во всех случаях речь идет о взаимодействиях на больших расстояниях - области, трудно поддающейся пока теоретическим расчетам. Именно в таких подходах получают предсказания, более или менее сопоставимые с экспериментом (речь идет о расстояниях  $> 0.2 \text{ фм} \div 0.3 \text{ фм}$ ). Между тем, взаимодействия на больших расстояниях нельзя не учитывать при анализе любых процессов с участием адронов, они ответственны за притягивающую часть нуклон-нуклонного потенциала (область  $0.3 \text{ фм} \div 1.5 \text{ фм}$ ), без понимания этих взаимодействий трудно понять ядерные взаимодействия и ряд свойств самих ядер, так что большой интерес теоретиков к этой проблеме не случаен.

Возвращаясь к экспериментальной ситуации, необходимо отметить следующее.

Подавляющее большинство экспериментов, кроме данной работы и опытов по упругому рассеянию протонов [7,8], выполнено с ядром-снарядом или с ядром-мишенью, что довольно сильно увеличивает комбинаторный фон или требует тщательного анализа вкладов спектаторных механизмов. Ни в одном эксперименте, кроме предложенного в данном цикле [9], не приводятся истинные ширины резонансов (вычитание каким-либо образом экспериментальной функции разрешения). Это приводит к

большому разбросу экспериментально определяемых ширин резонансов, т.к. они отражают в основном возможности аппаратуры и препятствуют теоретическому анализу эффектов.

Эксперименты, выполненные разными группами, проведены в совершенно разных кинематических условиях, в основном при существенных выборках – угловых или энергетических, что, конечно, может приводить к тому, что эффекты, наблюдаемые одной группой, вовсе не обязаны проявляться в экспериментах другой, где осуществлена иная постановка опыта. Особенно опасными в этих поисковых работах, на наш взгляд, являются инклюзивные эксперименты с выборками по углам и(или) импульсам.

В ряде экспериментов недостаточно разрешение по массам. Дело в том, что, судя по имеющимся данным, истинные ширины искомым эффектов составляют величины порядка 1 МэВ/с<sup>2</sup>, а частота следования резонансов довольно велика. Тогда при плохом разрешении есть большой риск потерять (усреднить) эффекты.

Наконец, в ряде экспериментов недостаточна статистика. Речь идет не об общей статистике, а о статистике в условиях определенного соотношения эффекта к фону. При плохом указанном соотношении (что характерно для экспериментов с ядрами) обесценивается общая большая статистика набранных событий. Заметим, что во взаимодействиях NN или Nd(dN) (при соответствующем учёте спектаторного механизма) отношение эффекта к фону довольно высокое.

В представляемой нами работе, как нам кажется, отсутствует большинство из этих недостатков. Наши экспериментальные возможности позволяют с использованием одной методики изучить довольно большой диапазон эффективных масс дибарионных резонансов (в данном случае двух протонов) от суммы масс до  $\approx 2300$  МэВ/с<sup>2</sup>.

## ЭКСПЕРИМЕНТ. СПЕКТР МАСС ДИПРОТОНОВ

Эксперимент выполнен с использованием материала, полученного на 1-метровой водородной пузырьковой камере ЛВЭ ОИЯИ, облученной пучками монохроматических нейтронов разных энергий. Нейтроны получаются в результате реакции стрипинга дейтонов, ускоренных в синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ на мишени из Al[10]. Телесный угол от мишени на камеру  $\Delta\Omega = 10^{-7}$  стеррад.,  $\Delta p_n / p_n \approx 3\%$  при всех энергиях нейтронов. Хорошее знание направления пучка в камере и сравнительно небольшой разброс по импульсам позволяет применить  $\chi^2$  – процедуру для выделения каналов реакций  $np$  – взаимодействий [9]. Примесь одного канала реакции в другой не превышает 5% даже при максимальных энергиях.

В таблице 1 приведены данные об использованном материале. В колонках "  $p_n$  " указано центральное значение импульса падающих нейтронов, " кон.сост. " – изучаемые реакции, " соб. " – число событий данной реакции, использованное при обработке. Всего исследовано 45520 событий (31671 трех- и 13849 пятилучевых звезд). При конструировании различных спектров данные из разных реакций суммируются.

Таблица 1.

$p_n$ [ГэВ/с]	кон.сост.	соб.	$p_n$ [ГэВ/с]	кон.сост.	соб.
1,26	$pp\pi^-$	1352	5,14	$pp\pi^+\pi^-\pi^-$	1513
1,33	$pp\pi^-$	7405		$pp\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$	992
1,43	$pp\pi^-$	4847	5,18	$pp\pi^+\pi^-\pi^-$	1873
1,72	$pp\pi^-$	4570		$pp\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$	1399
	$pp\pi^-\pi^0$	170	5,24	$pp\pi^+\pi^-\pi^-$	4691
2,23	$pp\pi^-$	5521		$pp\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$	3381
	$pp\pi^-\pi^0$	1332			
3,86	$pp\pi^-$	1981			
	$pp\pi^-\pi^0$	2239			

Средняя точность измерений импульсов частиц в камере равна  $\frac{\Delta p_i}{p_i} \approx 1,5\%$ , средняя точность измерения угла трека  $\Delta\theta \approx 20'$ . Это позволяет достичь довольно хорошего разрешения по эффективным массам двух протонов. Функция разрешения  $R(\Delta M)$  строится обычным образом:

$$R(\Delta M) = \int \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \cdot \exp[-(\Delta M)^2/2\sigma^2] \cdot P(\sigma) d\sigma / \int P(\sigma) d\sigma. \quad (1)$$

Здесь  $\sigma$ -ошибка в эффективной массе двух протонов для данного события, вычисляемая из измеренных характеристик треков,  $P(\sigma)$ -вероятность такой ошибки,  $\Delta M$ -разность между экспериментальным значением эффективной массы и значением, полученным после варьирования параметров треков в пределах их ошибок измерений, которые имеют гауссово распределение.

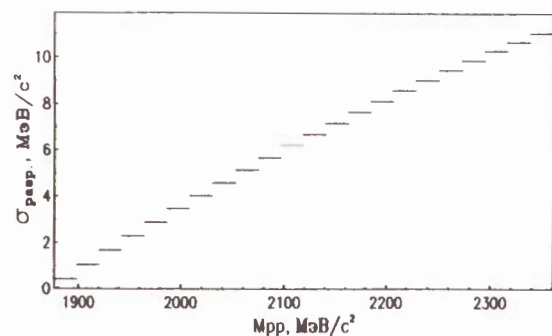


Рис. 1. Среднеквадратичное отклонение для функции разрешения по эффективным массам двух протонов в зависимости от значения массы, вычисленное из всех используемых реакций

На рис. 1 приведено среднеквадратичное отклонение  $\sigma_{\text{разр.}}$  функции разрешения  $R(\Delta M)$  для разных диапазонов эффективных масс двух протонов, определенное для событий из всех реакций, дающих вклад в данный диапазон эффективных

масс. Отметим, что за исключением первого интервала эффективных масс, где  $R(\Delta M)$  имеет брейт-вигнеровский вид, функция разрешения - распределение Гаусса. Поэтому в дальнейшем при определении истинной ширины резонанса мы производили квадратичное вычитание ширины функции разрешения из экспериментально определенной ширины резонанса.

Исключительно важное значение в экспериментах подобного рода, где вклад фона значителен, приобретает определение вида фоновой кривой. Нами применен метод "перемешивания" с введением корректирующих весов.

Суть его заключается в следующем.

При обычном способе "перемешивания", широко применяемом физиками-экспериментаторами, производят случайные сочетания некоторых параметров треков из одного события с параметрами из другого. Полученные таким образом распределения принимаются за фон. При таком способе оказываются нарушенными в той или иной степени законы сохранения энергии-импульса и искажена динамика фоновых процессов. Особенно сильно это проявляется для периферических процессов, где, например, определяющим фоновым процессом является обмен одним  $\pi$ -мезоном (OPE - динамика). В нашем случае, например, для реакций  $pp \rightarrow pp\pi^-$ , которые сильно периферичны, сочетание двух быстрых протонов, взятых из двух разных звезд, приводит к катастрофическим последствиям - распределение эффективных масс двух протонов сильно сдвинуто в область малых масс и имеет мало отношения к экспериментально наблюдаемому распределению. Для реакций с большим числом частиц в конце моделированные распределения ближе к экспериментальным, но эффект сдвига еще ощутим.

Поэтому процедура моделирования была проделана следующим образом. В каждом событии один протон имеет больший импульс, чем другой. Два импульса протона в событии расставлены в порядке их убывания. Третья колонка - угол между протонами. Для всех событий данной реакции при данной энергии составляется таблица из трех колонок, определенных указанным

выше образом. Далее импульсы двух протонов и угол между ними выбираются случайным образом из таблицы с условием, чтобы быстрый протон не был скоррелирован с быстрым и медленный с медленным. Прослеживается также, чтобы событие не коррелировало с самим собой дважды.

Одна эта процедура уже значительно предохраняет от нарушения законов сохранения энергии-импульса и искажения фоновой динамики.

Однако этого оказывается недостаточным - моделированные распределения все еще сдвинуты в область малых масс. Здесь сказывается влияние, по-видимому, недостаточного учета распределения угла между протонами. Поэтому мы вводим веса на моделированные распределения эффективных масс. Для этого экспериментальное распределение эффективных масс двух протонов для данной реакции при данной энергии делится на моделированное распределение, и результат описывается простой функцией. В нашем случае указанные отношения хорошо аппроксимируются прямыми линиями с разными наклонами в разных случаях. Далее моделированные распределения умножаются на веса, определяемые найденными прямыми.

Описанный способ, как нам представляется, учитывает как законы сохранения, так и динамику фоновых процессов.

Иллюстрацией изложенной процедуры является рис.2. Экспериментальное распределение эффективных масс двух протонов получено из реакции  $p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}\pi^0$ ,  $p\bar{p}\pi^-\pi^0$  при  $P_n = 1,26; 1,33; 1,43; 1,72$  ГэВ/с. Штрих-пунктирной линией отмечено распределение, полученное методом "перемешивания", описанным выше, без введения весов.  $\chi^2$  на одну точку такого описания эксперимента равен 2,01. Видно, что моделированное распределение несколько сдвинуто к малым значениям эффективных масс. Сплошной линией отмечено моделированное распределение после введения весов.  $\chi^2$  такого описания равен 1,35 на точку. Положение максимума, общий вид взвешенного моделированного распределения не противоречит общему виду экспериментальной гистограммы. Фон получен, конечно, после

суммирования фонов от каждой реакции при каждой энергии. Везде нормировки произведены на полное число событий. Для сравнения мы описали те же распределения набором полиномов Лежандра, высшая степень которых оценивается по критериям, изложенным в нашей работе [9].

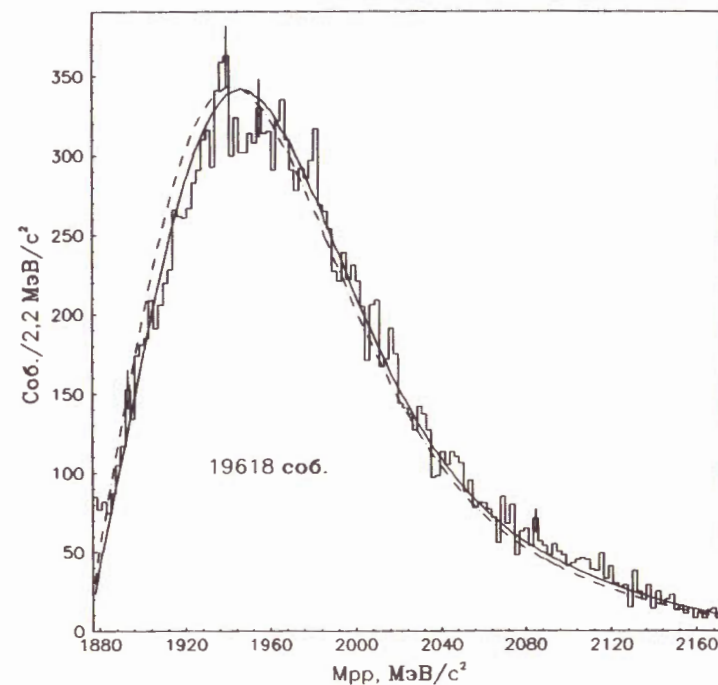


Рис. 2. Фоновые распределения для эффективных масс двух протонов из реакций  $p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}\pi^-\pi^0$ ,  $m=0,1$  при  $P_n = 1,26; 1,33; 1,43; 1,72$  ГэВ/с. Штрих-пунктир - "перемешивание" без введения весов; сплошная - "перемешивание" с весами

В случае рис.2 экспериментальное распределение имеет наилучшее описание набором полиномов Лежандра до 7-й степени включительно. Таким же набором, но с несколько другими коэффициентами описывается и моделированная кривая. Однако

наилучшее совпадение с моделированной кривой дает набор полиномов Лежандра до 7-й же степени включительно, если при выборе полинома из экспериментального распределения выбрасываются области резонансов (эта проверка была сделана после аппроксимации распределения фоном и набором резонансов). В этом случае отличие моделированной кривой от полиномиального описания составляет в среднем 2% в центральной области распределения и несколько больше на "хвостах" распределений, где описание полиномами большой степени довольно проблематично.

Мы подробно останавливаемся на вопросах фона, во-первых, по причине важности проблемы и полного произвола в описании фона разными авторами, во-вторых, метод моделирования громоздок, требует очень большого времени на ЭВМ и тщательного анализа получаемых результатов в каждом эксперименте. В то же время описание фона полиномами очень простое и быстрое и в случае малой плотности резонансов вполне применимо в эксперименте. Конечно, и в этом случае необходим тщательный анализ причин возникновения точек перегиба, влияния "хвостов", обоснованности выбора степени полинома и т.д.

Весь имеющийся материал был разбит на два набора реакций и энергий в соответствии с доступными фазовыми объемами. Действительно, при малых энергиях эффективные массы двух протонов сосредоточены в области малых масс, при больших – максимумы фазовых объемов для двух протонов расположены в области больших масс, и в области малых масс находится малая доля событий. Поэтому естественно производить аппроксимации распределений по частям (лучше всего при каждой энергии в каждой реакции отдельно и результаты сложить, но для этого надо иметь большую статистику в каждом канале), где части определяются по более или менее близким фазовым объемам. Затем результаты аппроксимаций и сами распределения складываются.

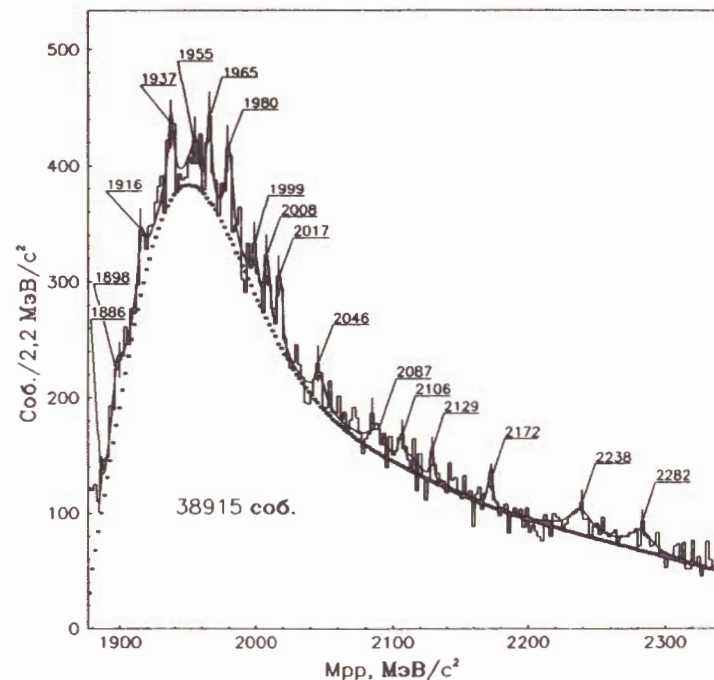


Рис. 3. Распределение эффективных масс двух протонов из реакций  $pp \rightarrow pp\pi^-\pi\pi^0$ ,  $m=0,1$  при  $P_n = 1,26; 1,33; 1,43; 1,72; 2,23; 3,86$  ГэВ/с и реакций  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi\pi^0$ ,  $m=0,1$  при  $P_n = 5,14; 5,18; 5,24$  ГэВ/с. Сплошная – аппроксимирующая кривая, крестики – фон после аппроксимации

На рис.3 представлено распределение эффективных масс двух протонов из реакций  $pp \rightarrow pp\pi^-$  ( $P_n = 1,26; 1,33; 1,43; 1,72; 2,23; 3,86$  ГэВ/с);  $pp \rightarrow pp\pi^-\pi^0$  ( $P_n = 1,43; 1,72; 2,23; 3,86$  ГэВ/с);  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^-$ ,  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$  ( $P_n = 5,14; 5,18; 5,24$  ГэВ/с). Сплошная кривая – аппроксимация распределения фоновой кривой, полученной описанным выше методом "перемешивания" с весами, и 17 резонансными кривыми, взятыми в форме Брейта-Вигнера.  $\chi^2_{ст.св.}$  такого описания на одну степень свободы равен  $1,02 \pm 0,11$ . Крестиками обозначена фоновая кривая. Вклад фона составляет 92%. Если нормировать фоновую

кривую на 100% событий, то  $\chi^2$  такого описания =  $1,28 \pm 0,09$ ;  $\sqrt{D} = 1,78 \pm 0,07$ , т. е. вероятность описания < 0,3%. Вычисление статистических характеристик при описании фоном областей между резонансами, когда вклад фона равен 92%, дает  $\chi^2_{\text{Точку}} = 1,09 \pm 0,13$ ;  $\sqrt{D} = 1,39 \pm 0,08$ , в соответствии с ожидаемыми для распределения  $\chi^2$  с одной степенью свободы, которому и должно подчиняться экспериментальное фоновое распределение, флуктуирующее вокруг истинной фоновой кривой случайным образом. Весь анализ проведен без учета трёх первых интервалов, где проявляется эффект взаимодействия протонов в конечном состоянии, не анализирувавшийся нами.

Таблица II.

$M_{\text{Э}} \pm \Delta M_{\text{Э}}$	$\Gamma_{\text{Э}} \pm \Delta \Gamma_{\text{Э}}$	$\Gamma_{\text{R}} \pm \Delta \Gamma_{\text{R}}$	S.D.	P
1886 ± 1	4 ± 1	4 ± 1	5,5	$5 \cdot 10^{-6}$
1898 ± 1	11 ± 3	11 ± 3	5,6	$2 \cdot 10^{-6}$
1916 ± 2	7 ± 2	5 ± 2	4,1	$2 \cdot 10^{-3}$
1937 ± 2	7 ± 2	5 ± 2	5,5	$5 \cdot 10^{-6}$
1955 ± 2	9 ± 4	7 ± 4	3,5	$2 \cdot 10^{-2}$
1965 ± 2	6 ± 2	0 ± 2	4,5	$6 \cdot 10^{-4}$
1980 ± 2	9 ± 2	6 ± 2	5,7	$2 \cdot 10^{-6}$
1999 ± 2	9 ± 4	5 ± 4	3,5	$2 \cdot 10^{-2}$
2008 ± 3	4 ± 2	0 ± 2	3,7	$2 \cdot 10^{-2}$
2017 ± 3	4 ± 2	0 ± 2	5,0	$1 \cdot 10^{-4}$
2046 ± 3	10 ± 5	$4 \pm \frac{5}{7}$	3,8	$7 \cdot 10^{-3}$
2087 ± 3	12 ± 7	$4 \pm \frac{7}{4}$	3,4	$5 \cdot 10^{-2}$
2106 ± 2	11 ± 5	0 ± 5	3,4	$5 \cdot 10^{-2}$
2129 ± 5	4 ± 2	0 ± 2	2,6	$4 \cdot 10^{-1}$
2172 ± 5	7 ± 3	0 ± 3	2,9	$3 \cdot 10^{-1}$
2238 ± 3	22 ± 8	12 ± 8	5,1	$2 \cdot 10^{-5}$
2282 ± 4	24 ± 9	13 ± 9	4,6	$2 \cdot 10^{-4}$

В таблице II представлены полученные результаты. В первой колонке приведены массы исследуемых резонансов, во второй –

их экспериментальные ширины, в третьей – истинные ширины резонансов, полученные после квадратичного вычитания разрешения из экспериментальной ширины, в четвертой – число стандартных отклонений от фона в области резонанса, в пятой – вероятность того, что данная совокупность выбросов является случайной. Эта величина определяется как произведение вероятностей одновременного выброса фона в нескольких рядом стоящих интервалах на данное число ошибок, умноженное на полное число интервалов в гистограмме (учет вероятности выброса данной совокупности в любой области распределения). Все подходящие величины даны в МэВ/с<sup>2</sup>.

Обратим внимание на значение истинных ширин резонансов. В данной постановке опыта и на имеющейся статистике мы можем говорить лишь о том, что ширины резонансов порядка ошибок в вычислении их значений.

#### ЭКСПЕРИМЕНТ. СПИНЫ РЕЗОНАНСОВ

Нами сделана попытка оценить спины резонансов с массами 1937, 1965, 1980 МэВ/с<sup>2</sup>, которые наиболее обеспечены статистически. Подробное описание процедуры определения спинов дипротонных резонансов, в частности, в реакциях, исследуемых в настоящей работе, содержится в публикации В.Л.Любошица [11].

За ось квантования выбирается направление импульса резонанса в с.ц.м. реакции. Затем оба протона и это направление переводятся в систему покоя резонанса. В такой системе координат угловое распределение протонов относительно оси квантования симметрично (при сохранении пространственной четности) относительно 90° и описывается суммой полиномов Лежандра четных степеней по  $\cos\theta$ , где  $\theta$  – угол между протоном и указанной осью квантования. Наибольшая степень при  $\cos\theta$  равна 2J, где J – спин резонанса.

Таким образом, угловое распределение имеет вид

$$W(\cos\theta) = \sum_{k=0}^J a_{2k} \cdot \cos^{2k}(\theta) \quad (2)$$

Коэффициенты  $a_{2k}$  определяются параметрами матрицы плотности и являются действительными числами. Полином вида (2) может иметь в интервале  $0 < \cos\theta < 1$   $J-1$  экстремумов. Это легко устанавливается после дифференцирования (2) по  $\cos\theta$  и решения полученных уравнений. Отметим, что предложенный анализ угловых распределений устанавливает только нижнюю границу спина резонанса.

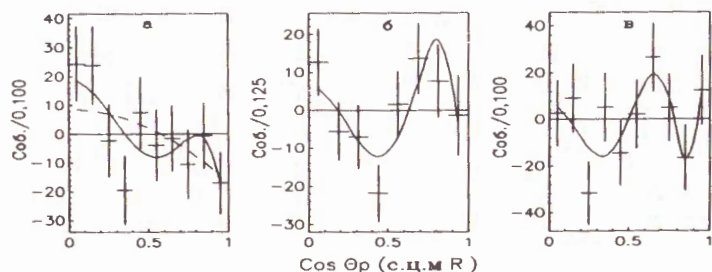


Рис. 4. Угловые распределения протонов в с.ц.м. резонанса относительно направления вылета резонанса в общей с.ц.м. реакции (\*). Кривые - наборы полиномов Лежандра: а - для резонанса с массой 1937 МэВ/с<sup>2</sup> (пунктир - J=1, сплошная - J=3); б - для резонанса с m=1965 МэВ/с<sup>2</sup> с условием  $|\cos\theta_R| > 0,75$  (сплошная - J=3); в - для резонанса с m=1980 МэВ/с<sup>2</sup> (сплошная - J=4)

Как обычно, за фоновые распределения принимаются соответственно нормированные распределения справа и слева от резонансов. Например, для резонанса 1937 выбраны области слева от резонанса от массы 1910 до 1927 МэВ/с<sup>2</sup> с исключением

области резонанса 1916 МэВ/с<sup>2</sup>, справа от резонанса - от m=1945 до области резонанса с массой 1955 МэВ/с<sup>2</sup>. Числа событий из областей слева и справа от резонанса нормированы на число событий в области резонанса ( $1934 < m < 1940$ ), сложены и поделены пополам. Полученные распределения приняты за фоновые и вычитаются из распределений, взятых из области резонанса.

На рис. 4а, б, в представлены угловые распределения протонов относительно выбранной описанным выше способом оси квантования в с.ц.м. резонанса, полученные после вычитания фоновых распределений.

Для резонанса с массой в районе 1937 МэВ/с<sup>2</sup> изотропное распределение имеет уровень доверия 20%, сумма полиномов Лежандра со степенями до 2-й включительно (J=1) - 40%, до 6-й включительно (J=2) - 60%. При аппроксимации суммой полиномов Лежандра до 4-й степени включительно коэффициент  $a_4$  (J=2) - статистически незначим (имеет ошибку больше 100%), и поэтому спин 2 может быть отброшен по статистическим соображениям. По тем же соображениям может быть отброшен спин, равный 4. Описание суммой полиномов до 10-й степени включительно дает значимый коэффициент  $a_{10}$ , очень малый  $\chi^2$  (степень доверия > 90%), но дисперсия  $\chi^2$ -распределения близка к нулю (вместо  $\sqrt{D} = \sqrt{2K}$ , где K - число степеней свободы). Это свидетельствует о переопределении описания (полином идет по точкам). На этом основании мы не можем делать вывода о том, что спин резонанса  $\geq 5$ . Т. о., наиболее вероятным для спина-четности резонанса с m = 1937 МэВ/с<sup>2</sup> является значение  $\geq 3^-$  (отрицательное значение четности получается из анализа правила отбора, следующего из обобщенного принципа Паули для системы из двух протонов:  $(-1)^{L+S} = +1$ , где L - орбитальный момент системы, S - суммарный спин двух протонов). Аналогичный анализ значимости коэффициентов при степенях  $\cos\theta$  в распределениях типа (2) и характеристик  $\chi^2$  - распределений приводит к наиболее вероятным значениям спина-четности: для резонанса с массой 1965 МэВ/с<sup>2</sup>  $\geq 3^-$ , для резонанса с массой 1980 -  $\geq 4^+$ . При этом более уверенный



результат для резонанса с массой  $1965 \text{ МэВ}/c^2$  получается при отборе событий, в которых ось квантования близка к оси реакции (события отобраны с условием, что  $|\cos\theta_R^*|$  между направлением вылета резонанса и осью реакции в общей с.ц.м. реакции больше  $0,75$ ). В этом случае анизотропия распределения сразу свидетельствует о том, что спин резонанса  $\geq 2$  [2]. Анализ данных, представленных на рис. 4б, показывает, что изотропное распределение для этого случая имеет степень доверия всего 8%.

Для всех резонансов распределения по азимутальному углу (в плоскости, перпендикулярной направлению полета резонанса в общей с.ц.м. реакции) изотропны.

#### ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ МАССОВЫХ СПЕКТРОВ

Как мы уже отмечали, некоторый успех в описании спектров узких дипротонных резонансов имеют модели, учитывающие вклад непертурбативных эффектов. По-видимому, резонансы возникают как результат взаимодействия (неясного пока до конца) на больших расстояниях. Хорошей теории в этой области не существует, и она заменяется построением эффективных лагранжианов разного типа. С другой стороны, известно, что в области малых возбуждений основную роль в картине взаимодействий играет  $\pi$ -мезонная физика.

Поэтому на сегодняшний день просто необходимы некоторые феноменологические описания наблюдаемых явлений, которые, возможно, подскажут пути построения строгой теории. Конечно, феноменологические картины должны учитывать максимум экспериментальной информации.

Интуитивная картина, взятая нами за основу феноменологического описания спектров наблюдаемых резонансов, основана на представлении о нуклоне как о некотором кварковом мешке, окруженном  $\pi$ -мезонной "шубой" (рис.5).

Радиус нуклона при этом порядка  $\pi$ -мезонного радиуса ( $r_\pi = 1/m_\pi = 1,4$  фм). В области размером  $2R$  происходит взаимодействие  $\pi$ -мезонных облаков.

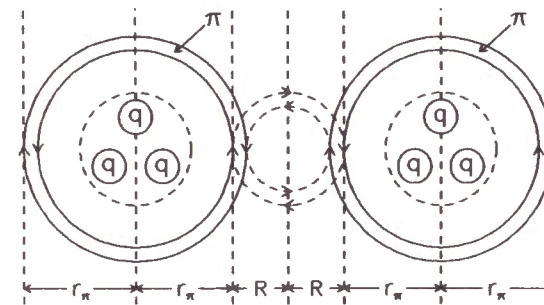


Рис. 5. Картина для двух нуклонов, взаимодействующих через свои  $\pi$ -мезонные "шубы".  $2R$  - область взаимодействия;  $r_\pi$  - радиус нуклона

Далее вся эта связанная система довольно больших размеров предполагается медленно (по сравнению с временами передачи возбуждения) вращающейся, что приводит к появлению в энергетическом спектре системы так называемых ротационных полос вида  $\Omega = K \cdot J \cdot (J+1)$ , где  $K = 1/2m_\pi r^2$  ( $m$  - масса нуклона,  $r = R + r_\pi$  - радиус системы) (см.[4]).

В результате взаимодействия возможно появление колебательных возбуждений либо в самой области взаимодействия, либо внутри кваркового ядра нуклона (если там кварки соединены струнами, то возможно появление двух канонических частот [4], вообще говоря, разных, из-за того, что хотя бы один из кварков ядра воспринимает внешнее возбуждение). Что является причиной появления колебательных возбуждений - вопрос дальнейшего исследования резонансов в  $\pi\pi$ ;  $\pi N$ -системах, которое мы проводим в настоящее время. Пока примем лишь, что из-за симметрии  $pp$  - системы возбуждаемые частоты попарно равны.

Т. о., для описания массовых спектров можно предложить следующую формулу, учитывающую ротационный и вибрационный вклады:

$$M_{J_F} = M_0 + 2 \cdot \omega_0 + T \cdot \sum_{i=1}^p \omega_i + K \cdot J \cdot (J+1) \quad (3)$$

$p=1, 2, 3, 4.$

Основная полоса  $M_{J_0}$  возникает в случае присутствия только "связывающих" частот  $\omega_0$ . Оператор  $T$  учитывает "порядок" возникновения частот  $\omega_i$ . В нашем случае для описания спектров достаточным оказалось всего 5 частот.

Подобранные значения параметров оказались следующими:

$$\begin{aligned} M_0 &= 1876,6 && \text{МэВ/с}^2 \\ 2 \cdot \omega_0 &= (2,4 \pm 1,0) && \text{МэВ/с}^2 \\ \omega_1 = \omega_3 &= (7,0 \pm 1,0) && \text{МэВ/с}^2 \\ \omega_2 = \omega_4 &= (12,0 \pm 1,0) && \text{МэВ/с}^2 \\ K &= (5,0 \pm 0,06) && \text{МэВ/с}^2 \end{aligned}$$

Таблица III.

J	J(J+1)	$\Omega = 5J(J+1)$	$M_{J_0}$	$M_{J_1}$	$M_{J_2}$	$M_{J_3}$	$M_{J_4}$
0	0	0	1879	1886	1898	1905	1917
1	2	10	1889	1901	1908	1915	1927
2	6	30	1909	1916	1928	1935	1947
3	12	60	1939	1951	1958	1965	1977
4	20	100	1979	1986	1998	2005	2017
5	30	150	2029	2041	2048	2055	2067
6	42	210	2089	2096	2108	2115	2127
7	56	280	2159	2171	2178	2185	2197
8	72	360	2239	2246	2258	2265	2277

В таблице III приведены значения эффективных масс резонансов, полученные на основе формулы (3) для определенного выбранного порядка возбуждения частот.

В первой колонке - значение спина резонанса, во второй - величина  $J(J+1)$ , в третьей - ротационная энергия, в четвертой - основная ротационная полоса, в последних - дочерние ротационные полосы.

Если сделать все возможные переборки порядка следования частот, то вместо пяти уровней можно получить восемь разных энергетических состояний при каждом спине. Конечно, в конкретных условиях не все из них могут возбуждаться в равной степени.

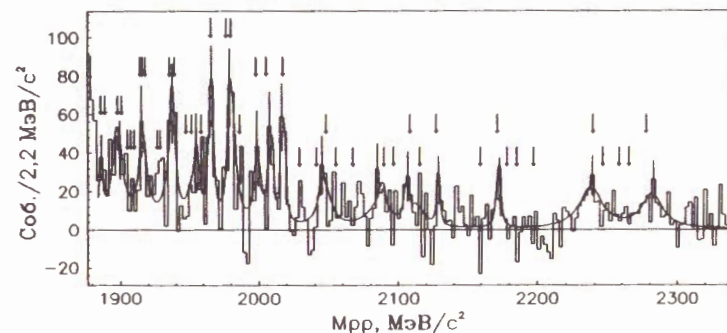


Рис. 6. Гистограмма - разность между экспериментальным распределением эффективных масс двух протонов и фоновой кривой. Сплошная линия - разность между фитирующей кривой с 17 резонансами и фоновой кривой. Стрелки - предсказания феноменологической ротационно - колебательной модели

На рис. 6 показано сравнение предсказаний этой ротационно - колебательной модели (РКМ) с экспериментом. Из экспериментальной гистограммы и фитирующей кривой рис.3 вычтен вклад фона, определенный после аппроксимации.

Стрелками отмечены предсказания модели из таблицы III. Наблюдается неплохое согласие предсказаний с экспериментом, особенно в области малых масс.

Если аппроксимировать кривую зависимости спинов резонансов от квадрата их массы отрезками прямолинейных траекторий на участках, где  $\Delta J=2$ , предполагая справедливость там риджевской схемы:  $J=\alpha' m^2 - c^2$ , то вспоминая, что  $\alpha'$  определяет радиус области взаимодействия, получим для R значения 0,84; 0,54; 0,42; 0,35 фм для участков, где спин меняется от 0 до 2; от 2 до 4; от 4 до 6; от 6 до 8 соответственно. Принимая для участков, где спин меняется от 0 до 4, средний радиус взаимодействия  $R \approx 0,6$  фм, радиус  $r_{\pi} \approx 1,4$  фм, получим для величины параметра k в массовой формуле величину 5 МэВ при  $m \approx m_N$  и  $r = R + r_{\pi} \approx 2$  фм.

По-видимому, этот параметр слабо меняется с ростом массы в нашем диапазоне масс, если остается справедливой сама модель, т. к. уменьшение радиуса взаимодействия не слишком большое, а масса в знаменателе выражения для k может расти с ростом массы резонанса (и спина, соответственно).

Ширину резонанса можно попытаться оценить как вероятность перекрытия волновых функций  $\pi$ -мезонов в нуле. Принимая гауссов вид для волновой функции  $\pi$ -мезона со среднеквадратичным радиусом, равным радиусу  $\pi$ -мезона, получим в случае  $R \approx 0,7$  фм величину  $\approx 2\%$  для вероятности перекрытия. Если считать, что в случае полного перекрытия волновых функций резонансы будут иметь ширины, характерные для сильных взаимодействий ( $\approx 100$  МэВ), то можно оценить ожидаемые ширины для масс резонансов в области 1900–2000 МэВ/с<sup>2</sup> порядка  $(1 \div 2)$  МэВ/с<sup>2</sup>. По мере уменьшения области взаимодействия ширины резонансов медленно растут и могут достигать на конце исследуемого нами спектра значений порядка 10 МэВ/с<sup>2</sup>.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение мы хотели бы обсудить полученные результаты и наметить перспективу дальнейших исследований.

Коротко результаты данного исследования заключаются в следующем: единой методикой в нейтрон-протонных взаимодействиях при разных энергиях получен и исследован спектр эффективных масс узких дипротонных резонансов. Обнаружены эффекты от таких резонансов в широком диапазоне эффективных масс – от суммы масс двух протонов до  $m \approx 2300$  МэВ/с<sup>2</sup>. В исследованных реакциях пр-взаимодействий эффект превышает фон не менее чем на 10%, что обеспечивает при общем числе в несколько десятков тысяч событий статистическую значимость обнаруженных эффектов на уровне  $(3 \div 6)$  стандартных отклонения. В отобранных эксклюзивных реакциях отсутствует какая-либо выборка. Сконструирован реалистический фон, свободный от недостатков, присущих полиномиальному описанию распределений.

В отсутствие выборок эксклюзивная постановка эксперимента позволяет сделать оценки значений спинов некоторых наблюдаемых резонансов.

Оценены истинные ширины резонансов, которые оказываются сравнимыми с ошибками в их определении и равны  $(1 \div 10)$  МэВ/с<sup>2</sup> для разных диапазонов масс.

Имея широкий набор масс резонансов и оценки спинов некоторых из них, можно построить феноменологическую картину механизма образования резонансов и предсказать ряд их свойств. Приведена формула для описания спектра масс в широком диапазоне их значений.

Представление о взаимодействии нуклонов на расстояниях, где значителен вклад двухпионных обменов  $(0,4 \div 0,9)$  фм (см., например, [12]), через промежуточное взаимодействие нуклонных "шуб" кажется нам чрезвычайно плодотворным с эвристической точки зрения.

Во-первых, это вызывает необходимость тщательного изучения

$\pi\pi$ -взаимодействий в области эффективных масс двух пионов, меньшей массы  $\rho$ -мезона. Как мы отмечали [13], в распределениях эффективных масс  $\pi\pi$ -систем наблюдается ряд резонансных особенностей с массами  $2m_\pi < M_{\pi\pi} < M_\rho$ . Возможно, значительная доля притягивающей части потенциала  $\pi\pi$ -взаимодействий обязана сильным резонансным эффектам в  $\pi\pi$ -системах.

Во - вторых, такой механизм возможен и в  $\pi\pi$ -взаимодействиях, где мы ожидаем появления ряда узких резонансов. Ясно, что такой механизм возможен в любых системах, где справедливо представление о взаимодействии периферических областей сталкивающихся частиц. Резонансы такого типа должны быть связаны между собой общим механизмом их возникновения ( $\pi\pi$ -взаимодействие, в частности).

Т. о., проблема узких резонансов не является монополией протон-протонных систем, а носит значительно более общий характер, связанный со свойствами КХД вакуума на больших расстояниях.

Что касается самой феноменологической картины, то необходимо отметить, что при уменьшении области взаимодействий представление о взаимодействии периферических областей нуклона все более будет сменяться картиной взаимодействий кварковых ядер. Собственно, эти механизмы всегда присутствуют одновременно, и речь идет лишь о доминировании того или другого в данной области возбуждений. Поэтому мы не исключаем присутствия и широких дипротонных резонансов в районах масс 2090, 2150, 2250 МэВ/с<sup>2</sup>, о которых много писалось несколько лет назад. В наших исследованиях их присутствие влияло бы на форму фоновой кривой. Исследуя изменения наклонов эффективных реджевских траекторий в зависимости от квадратов масс резонансов (или радиусов областей взаимодействий), можно прийти к выводам, что в районе эффективных масс (2700÷2800) МэВ/с<sup>2</sup> наклоны этих траекторий достигнут значений  $\approx 1(\text{ГэВ})^{-2}$ , т. е. будут такими же, как в обычных сильных взаимодействиях. Т. о., мы ожидаем, что там

будет доминировать обмен непосредственно между кварками и возможно использование представлений пертурбативной КХД.

Изложенные соображения носят характер предложения направлений исследований в этой интереснейшей области физики сильных взаимодействий. Как видно, здесь поле исследований огромно и требует последовательного и прецизионного изучения множества эффектов в широком диапазоне энергий. Если иметь в виду  $u$ - и  $d$  - кварки, то области энергий от нуля до 10 ГэВ вполне подходящи для изучения эффектов от резонансов, содержащих такие сорта конститuentов. Но, по-видимому, подобная идеология может быть перенесена на системы, содержащие более тяжелые кварки. Поэтому необходимы такого же типа опыты и на ускорителях с последовательно увеличивающейся энергией. Конечно, изложенные представления необходимо учитывать при исследованиях на ядрах, где роль мезонных обменов чрезвычайно велика. Решающее слово везде будет за полнотой и прецизионностью экспериментов.

Авторы приносят глубокую благодарность своим ближайшим сотрудникам В.И.Морозу, А.П.Иерусалимову, А.П.Стельмаху, К.Бешлиу, Ф.Которобаю, Д.Пантеа, в соавторстве с которыми выполнен ряд наших предыдущих работ. Мы благодарны доктору В.Л.Любошицу за проведение ряда теоретических расчетов, относящихся к изучаемой проблеме. Мы выражаем благодарность академику А.М.Балдину, проф. Л.А.Кондратьюку, А.Б.Кайдалову, Ю.Е.Покровскому, Б.А.Арбузову за полезные обсуждения, ценные предложения и неослабевающий интерес к нашим исследованиям.

ЛИТЕРАТУРА

1. Батурин В.Н. и др. — Препринт ЛИЯФ №1750, Ленинград, 1991.
2. Tatischeff V. et al. — Proc. of the 10 Int. Seminar on High Energy Phys. Probl. Relat. Nucl. Phys. and Quantum Chromodynamics, Dubna, Sept., 1990, p.177.; IPNO-DRE 91-18.
3. Kondratyuk L.A. et al. — ИТЕР, 128-88, Moscow, 1988.
4. Троян Ю.А. — ОИЯИ, P2-86-35, Дубна, 1986 .
5. Покровский Ю.Е. — ЖЭТФ, 1988, т.94, вып.10, с.55.
6. Арбузов Б.А. и др. ТМФ, 1990, т.83, н.2, с. 175.
7. Троян Ю.А. и др. — Я Ф , т.54, вып.5[11], 1991, с. 1301.
8. Kobayashi Y. et al. — КЕК Preprint 91-135, October 1991, Н.
9. Троян Ю.А. и др. ОИЯИ P1-90-78, Дубна, 1990 .
10. Гаспарян А.П. и др. — ПТЭ, т.2, 1976, с. 37; ОИЯИ, 1-9111, Дубна, 1976.
11. Любошиц В.Л. — ОИЯИ, P2-92-35, Дубна, 1992 .
12. Огава С. и др. — В кн.: "Составные модели элементарных частиц", изд. "Мир", Москва, 1983 , с. 84.
13. Troyan Yu.A. et al. — Proc. of the 10 Int. Seminar on High Energy Phys. Probl. Relat. Nucl. Phys. and Quantum Chromodynamics, Dubna, Sept., 1990, p.149.

Рукопись поступила в издательский отдел  
7 июля 1992 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.00 к.
Д1,2-86-668	Труды 8 Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. /2 тома/	7 р.35 к.
Д3,4,17-86-747	Труды Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р.50 к.
Д2-87-798	Труды 8 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р.55 к.
Д14-87-799	Труды II Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987	4 р.20 к.
Д17-88-95	Труды IV Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1987.	5 р.20 к.
Д17-88-681	Труды Международного совещания "Механизмы высокотемпературной сверхпроводимости". Дубна, 1988.	1 р.50 к.
Д13-88-938	Труды XIII Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1988.	4 р.30 к.
P2-89-138	Труды семинара "Гравитационная энергия и гравитационные волны". Дубна, 1988.	1 р.10 к.
Д4-89-221	Труды рабочего совещания по разработке и созданию излучателя и детектора гравитационных волн. Дубна, 1988.	1 р.60 к.
Д9-89-52	Труды XI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1988 /2 тома/	14 р.35 к.
Д9-89-708	Труды II Международного совещания по циклотронам и их применению. Бехин, ЧССР, 1989.	4 р.00 к.
Д7-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа-86". Дубна, 1986.	4 р.45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р.10 к.