

e
f

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

Т 769

P1-90-78

Ю. А. Троян, А. В. Никитин, В. Н. Печенов,
В. И. Мороз, А. П. Иерусалимов, А. П. Стельмах,
К. Бешлиу¹, Ф. Которобай¹, Д. Пантеа¹,
С. Г. Аракелян², И. М. Равинович²

**ПОИСК УЗКИХ ДИПРОТОННЫХ РЕЗОНАНСОВ
В РЕАКЦИЯХ $pp \rightarrow pp \pi^-$ и $pp \rightarrow pp \pi^- \pi^0$
ПРИ $P_n = 1,43; 1,72; 2,23$ ГэВ/с и $3,83$ ГэВ/с**

Направлено в журнал "Ядерная физика"

¹ Университет и ЦИФИ, Бухарест
² Ереванский физический институт

ВВЕДЕНИЕ

В последние несколько лет сильно возрос интерес к исследованию узких дибарионов. Этому вопросу посвящен целый ряд экспериментальных работ, выполненных различными методиками¹⁻²⁰.

Из анализа имеющихся экспериментов можно сделать некоторые выводы:

1). Сигналы от узких дибарионов наблюдаются в широком диапазоне эффективных масс — от суммы масс двух нуклонов до значений $\approx 2300 \text{ МэВ}/c^2$.

2). Дибарионных состояний очень много. В качестве оценки можно принять, что через каждые $7 \div 10 \text{ МэВ}/c^2$ наблюдается сигнал от узкого дибарионного состояния. Большая плотность дибарионных состояний предсказывается всеми теоретическими моделями, в которых рассматривается данный вопрос (о теоретических подходах будет сказано ниже).

3). В наших работах, в которых рассматривались дипротонные состояния¹⁻³, мы утверждаем, что их истинные ширины, определенные после вычитания из экспериментальных ширин разрешения по массам, не превышают ошибок измерений. Это приводит к выводам, что наблюдаемые состояния могут быть очень узкими, т.е. вероятности их распада, скажем, на два протона, могут быть на $2 \div 3$ порядка меньше обычных вероятностей, обусловленных сильными взаимодействиями. Отсюда и большой интерес к поиску и исследованию таких состояний, т.к. если в основе эффектов лежат сильные взаимодействия, то, следовательно, надо установить причину запрета на распады по сильному каналу, если же в основе лежат электромагнитные взаимодействия, как предложено в работе Б.А. Арбузова и др.¹²⁹, то требуется существенно изменить наши представления о структуре самих этих взаимодействий (природа электромагнитного вакуума).

К сожалению, подавляющее большинство авторов приводят лишь экспериментальные ширины, связанные с разрешением установок по массам. Это влечет за собой большой разброс в цитированных данных о ширинах резонансов и сильно затушевывает реальную физическую картину эффекта.

4). Из-за наличия систематических ошибок, присущих конкретному физическому эксперименту, затруднено прямое сопоставление значений масс и ширин резонансов из разных опытов, хотя в настоящее

время наблюдаются совпадения некоторых значений масс резонансов в разных экспериментах с точностью $\pm 2 \text{ МэВ}/c^2$.

5). К разбросу экспериментальных масс и шириин приводит также недостаток статистики в ряде экспериментов и плохое отношение эффекта к фону. Последнее замечание относится особенно к инклюзивным постановкам опыта с ядрами в качестве мишенной или снарядов. Вообще в решении тонкой спектрометрической задачи, в которую превратилась проблема узких дибарионных резонансов, необходима, по-видимому, эксклюзивная постановка опыта в нуклон-нуклонных взаимодействиях.

6). Очень важной в настоящее время является проблема адекватного представления фона. В большинстве экспериментов для фона выбирается полиномиальная аппроксимация, что, вообще говоря, достаточно для поиска эффекта, но статистический анализ соответствия выбранного представления фона и вероятности наблюдаемых эффектов в большинстве случаев проведен недостаточно убедительно.

В данной работе мы попытались в едином методическом подходе исследовать широкий диапазон эффективных масс системы двух протонов с целью поиска узких резонансов. По возможности учтены все недостатки предыдущих экспериментов, перечисленные в пунктах 1)–6). Дано также сравнение с существующими теоретическими моделями.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Материал получен с 1-метровой водородной пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, облученной монохроматическими нейтронами из синхрофазотрона ЛВЭ. Нейтроны получают в результате стрипинга дейтонов, ускоренных в синхрофазотроне, на внутренней мишени из Al. Камера расположена на расстоянии $\approx 120 \text{ м}$ от мишени. Телесный угол на мишень $\approx 10^{-7}$ ср около 0° по отношению к траектории дейтонов в ускорителе в точке расположения мишени. Разброс нейтронов по импульсам при всех энергиях $\Delta P_n / P_n \approx 3\%$. Более подробно нейтронный канал ЛВЭ описан в ²¹ /.

Небольшой разброс по импульсам и очень хорошее знание направления канала нейтронов по отношению к осям камеры позволяют применить χ^2 -процедуру к выделению эксклюзивных реакций. Распределение χ^2 для реакций типа $pr + pr\pi^-$, где в конце зарегистрированы все частицы, подчиняется χ^2 -распределению с 4 степенями свободы, реакции типа $pr + pr\pi^- \pi^0$, где есть одна нейтральная незарегистрированная частица, — χ^2 -распределению с одной степенью свободы.

На рис.1 приведены χ^2 -распределения для реакции $pr + pr\pi^-$ (а) и $pr + pr\pi^- \pi^0$ (б) для $P_n = 2,23 \text{ ГэВ}/c$. Там же сплошными линиями

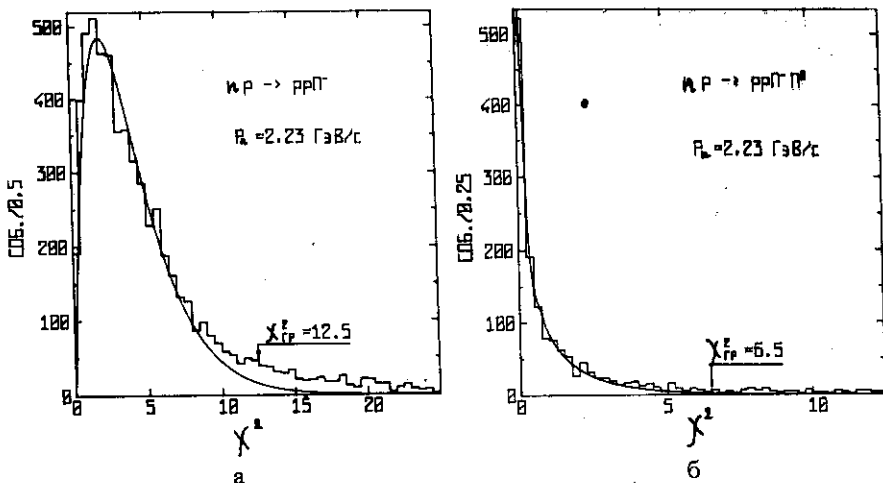


Рис.1. Распределения χ^2 для гипотезы реакции $p \rightarrow pp\pi^-$ (а) и для гипотезы $p \rightarrow pp\pi^-\pi^0$ (б). Сплошные кривые — теоретические χ^2 -распределения для 4 (а) и 1 (б) степеней свободы.

изображены теоретические χ^2 -распределения для 4 (а) и 1 (б) степеней свободы. Для выбранных граничных значений $\chi_{гр}^2 < 12,5$ для (а) и $< 6,5$ для (б) χ^2 равны 4,01 и 1,04, дисперсии $\sqrt{D} = 2,82$ и 1,35, хорошо совпадающие с ожидаемыми теоретическими значениями. Согласно принятой нами процедуре разделения каналов реакций, при которой отдается предпочтение гипотезе, удовлетворяющей четырем уравнениям связи, перед гипотезой, удовлетворяющей одному уравнению связи, все события с $\chi_1^2 < 12,5$ и одновременно с $\chi_1^2 < 6,5$ относились к реакции $p \rightarrow pp\pi^{-/22}$. События, в которых одновременно удовлетворяются гипотезы о каналах $p \rightarrow pp\pi^-\pi^0$ и $p \rightarrow pp\pi^+\pi^-$, относились к первой из этих двух реакций. Справедливость этого шага доказывалась анализом спектров недостающих масс в таких "неразделенных" событиях и идентификацией частиц по ионизации. В результате применения всего комплекса процедур для идентификации каналов реакций практически все события отнесены к какому-то одному типу реакций. Подробнее см. ^{/23/}.

В табл. 1 приведены значения импульсов падающих нейтронов (первая колонка) и числа событий реакций $p \rightarrow pp\pi^-$ и $p \rightarrow pp\pi^-\pi^0$, отобранных в облучениях с данным значением импульса (вторая и третья колонки). Всего отобрано 20644 события.

Функция разрешения по массам определяется обычным образом:

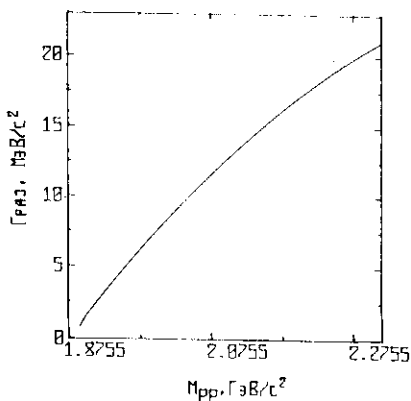
$$R(\Delta M) = \int \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} \exp \left[-(\Delta M)^2 / 2\sigma^2 \right] P(\sigma) d\sigma / \int P(\sigma) d\sigma, \quad (1)$$

где ΔM — разность между экспериментальным значением эффективной массы двух протонов в данном событии и значением массы, полученной при изменении измеренных параметров треков на величину, кратную ошибкам измерений. При этом предполагается, что ошибки измерений параметров имеют гауссовы распределения. σ — ошибка измерения массы в данном событии. $P(\sigma)$ — экспериментальное распределение ошибок измерения масс.

По формуле (1) были рассчитаны функции разрешения по эффективной массе протонов для обеих реакций $pr + rpp^-$ и $pr + rpp^- \pi^0$ при разных значениях первичных импульсов и при разных значениях эффективных масс при каждой энергии. Все они хорошо описываются брейт-вигнеровскими формами, ширины которых зависят от значения массы и слабо — от первичной энергии и канала реакции (подробнее см. в ^{1/3}).

Таблица 1

P_n	$N_{\text{соб.}}_{pr + rpp^-}$	$N_{\text{соб.}}_{pr + rpp^- \pi^0}$
1,43	4847	5
1,72	4570	170
2,23	5521	1337
3,83	1965	2229



В дальнейшем мы будем складывать распределения эффективных масс, полученные в разных каналах при разных энергиях. В этом случае ширина функции разрешения при данной массе вычислялась как средняя величина, в которую каждая реакция при данной энергии входит с весом, пропорциональным числу событий данной реакции.

На рис.2 приведен график полной ширины функции разрешения (ширина на полувысоте) в зависимости от величины эффективной массы двух протонов для суммарного по обоим каналам и по всем энергиям распределения по массам.

Рис.2. Зависимость полной ширины функции разрешения по эффективным массам двух протонов от значения массы.

Далее известно, что свертка истинной резонансной кривой, имеющей брейт-вигнеровскую форму, с функцией разрешения, также имеющей эту форму, снова дает брейт-вигнеровскую форму экспериментальной резонансной кривой с $M_{O_3} = M_{O_{ист}}$ и $\Gamma_{эксп} = \Gamma_{ист} + \Gamma_{разр}$. То есть в данном случае при подгонке к эксперименту резонансные кривые надо задавать в виде брейт-вигнеровских кривых, а истинные ширины резонансов определять как $\Gamma_{ист} = \Gamma_{эксп} - \Gamma_{разр}$, где $\Gamma_{эксп}$ — полная ширина резонансной кривой, полученная при подготовке к эксперименту. $\Gamma_{разр}$ — полная ширина (на полувысоте) функции разрешения по массам при данной массе M_{O_3} .

На рис.3 приведены распределения эффективных масс двух протонов из реакции $pp \rightarrow pp\pi^-$ при $P_n = 1,43; 1,72$ и $2,23$ ГэВ/с. Вертикальными линиями отмечены некоторые значения эффективных масс, при которых наблюдаются выбросы при всех энергиях. Такие же повторения наблюдаются и в распределениях из реакции $pp \rightarrow pp\pi^- \pi^0$. Это дает основание

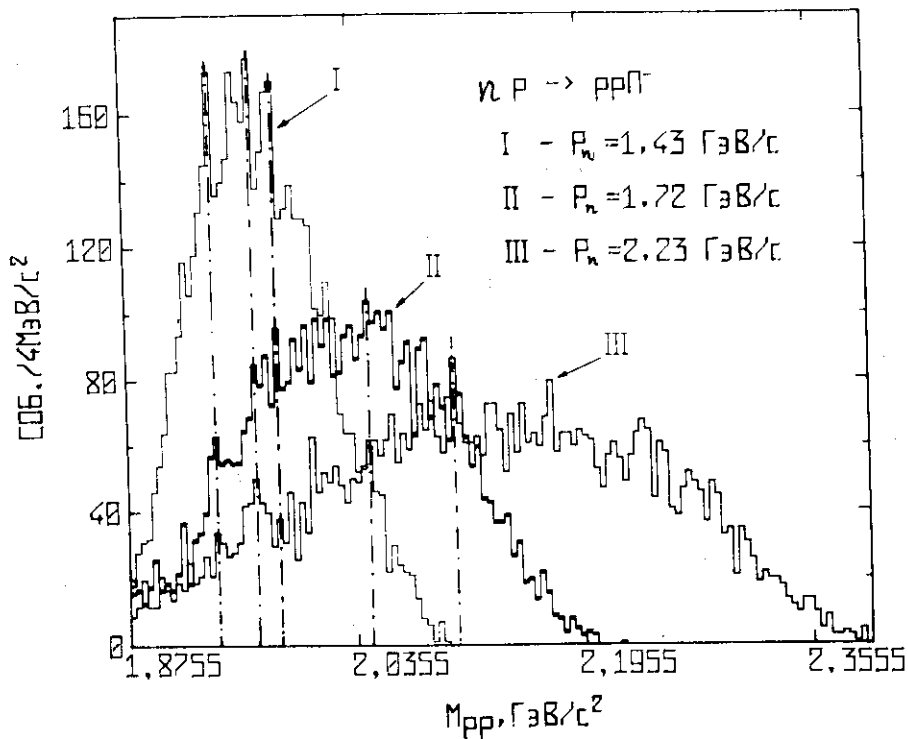


Рис. 3. Распределение эффективных масс двух протонов из реакции $pp \rightarrow pp\pi^-$ для $P_n = 1,43$, (I) $P_n = 1,72$ (II) и $P_n = 2,23$ ГэВ/с (III).

для уверенности, что мы имеем дело с резонансными эффектами, и позволяет объединять все распределения.

На рис.4 представлено распределение по эффективной массе двух протонов из реакции $p + p \rightarrow pp + \pi^-$ и $p + p \rightarrow pp + \pi^- \pi^0$ при $P_n = 1,43; 1,72; 2,23; 3,83$ ГэВ/с. Там же нанесена аппроксимирующая кривая, составленная из 10 брейт-вигнеровских кривых и фоновой кривой, взятой в виде суммы полиномов Лежандра вплоть до 8-й степени. На рисунке изображена также отдельно фоновая кривая, нормированная на 94% событий (число, полученное в результате подгонки). На рисунке отмечены также значения масс резонансов, имеющих достаточную статистическую значимость (числа, полученные в результате подгонки).

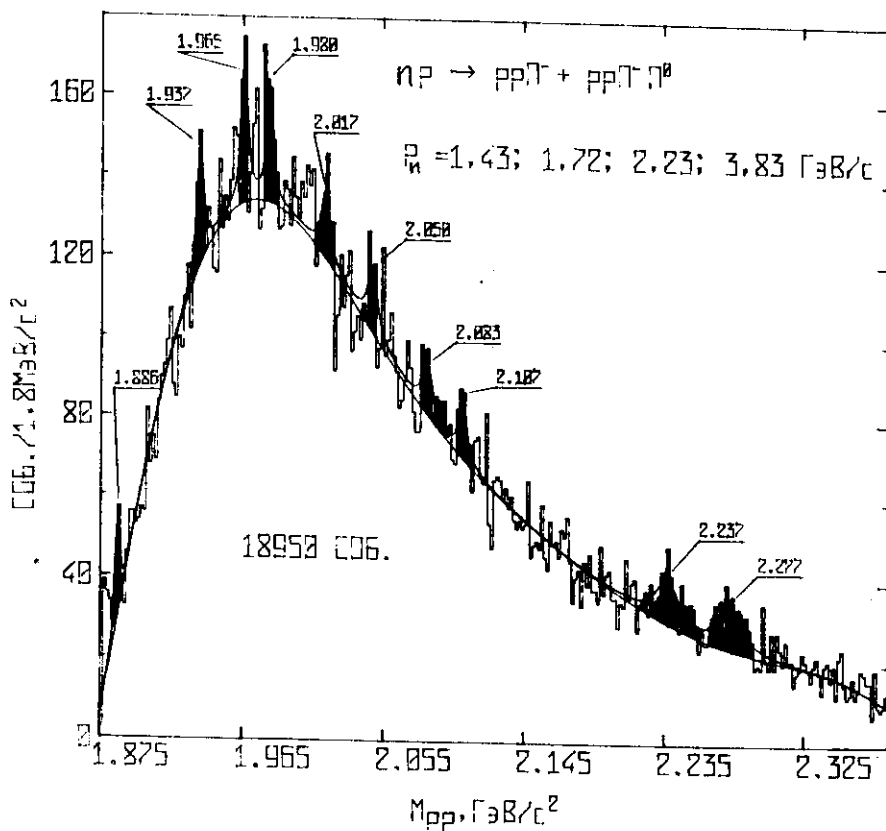


Рис. 4. Суммарное распределение эффективных масс двух протонов из реакций $p + p \rightarrow p p \pi^-$ и $p + p \rightarrow p p \pi^- \pi^0$ при $P_n = 1,43; 1,72; 2,23$ и $3,38$ ГэВ/с. Фон — сумма полиномов Лежандра до 8-й степени включительно.

Необходимо более подробно остановиться на выборе фонового полинома, т.к. этому вопросу обычно уделяется недостаточное внимание.

Для описания фона выбирается функция в виде

$$\Phi_{n+1} = a_0 + a_1 P_1 + \dots + a_n P_n, \quad (2)$$

где P_i — ортонормированные полиномы Лежандра i -й степени.

Известно, что при таком выборе фоновой функции значения подобранных коэффициентов до a_{n-1} не зависят от значения коэффициента a_n . Это сразу дает критерий на достаточную степень полинома: ошибка в определении последнего коэффициента a_n не должна превышать некоторого значения (мы приняли $\Delta a_n/a_n < 30\%$). В противном случае включение полинома степени "n" статистически незначимо. Помимо этого, выбор фоновой функции в виде (2) имеет и некоторый физический смысл: фоновое распределение не должно иметь разрывов ни в каких производных ни в одной существенно физической точке, т.е. должно быть аналитической функцией, что характерно для подавляющего большинства физических распределений.

Таким образом, первым шагом при выборе фонового распределения является описание экспериментального распределения полиномами Φ_{n+1} при разных значениях n . При этом строится зависимость суммарного значения χ^2 , деленного на число степеней свободы (число точек минус число параметров без единицы), от n . Значение $\chi^2/k - n$ выходит на плато при значении, равном $1,175 \pm 0,085$ для рис.4. Отбрасывая полиномы, у которых ошибка в последнем параметре превышает 30%, мы оставляем для дальнейшего анализа полиномы со степенями n , меньшими 7. Далее оставляется для рассмотрения полином с наименьшим значением $\chi^2/k - n$. В нашем случае такой функцией оказался полином с 8-ю параметрами (сумма полиномов до 7-й степени включительно).

Известно, что распределение χ^2_1 на одну точку в распределении, где все бины независимы, подчиняется распределению χ^2 с одной степенью свободы ($\chi^2_1 = 1$ и $\sqrt{D_{\chi^2_1}} = 1,41$). Вычисляя χ^2_1 и $\sqrt{D_{\chi^2_1}}$, получаем значе-

ния $1,14 \pm 0,08$ и $1,89 \pm 0,06$ соответственно, что отличается сильно от случая чисто статистического распределения. Обратим внимание на то, что дисперсия является значительно более чувствительным критерием отличия распределения от статистического, чем среднее значение χ^2_1 .

При сравнении экспериментальной гистограммы с аппроксимирующим полиномом, выбранным вышеуказанным способом, можно заметить области сгущения точек, в которых числа событий превышают аппроксимирующую кривую. Вычисляя вероятности того, что фон в сгущениях может флуктуировать таким образом, чтобы дать одновре-

менный выброс в нескольких рядом стоящих точках, убеждаемся, что для ряда таких флуктуаций (10 областей) вероятности составляют величину, меньшую 10% (для суммарного числа 280 точек). Соответствующие области исключаются из рассмотрения для дальнейшего анализа фона.

Через оставшиеся точки снова проводится аппроксимирующая кривая в виде (2). К новой фоновой функции предъявляются следующие требования: 1) ошибка в последнем параметре $\Delta a_n/a_n < 30\%$; 2) $\chi^2_{\Sigma}/k-p$ имеет минимальное значение, близкое к 1, но не отличающееся от нее более, чем на одну ошибку; 3) минимальное число точек перегиба (нулей второй производной).

В нашем случае этим требованиям отвечает полином Φ_{n+1} с $n=8$ (всего 9 параметров) ($\chi^2_{\Sigma}/k-p = 0,975$; число перегибов равно 4). Отметим, что пока этот полином нормирован на площадь без выброшенных бинов, в которых предполагаются резонансные эффекты.

Наконец, производится аппроксимация распределения набором 10 резонансных кривых в форме Брейта-Вигнера и фоновой функции, выбранной в виде отмеченного выше полинома с 9-ю параметрами. При этом не фиксируются параметры резонансов и доля фона.

В результате аппроксимации получены характеристики 10 резонансов — их вклад, массы, ширины и вклад фоновой кривой (94%).

Последним шагом является проверка правильности описания оставшегося фона подобранной кривой. Для этого выбрасываются области резонансов (областью резонанса считается область, на краях которой число резонансных событий падает до 10% от максимального) и для оставшихся бинов считается χ^2_1 и $\sqrt{D_{-1}^2}$. Они оказались равными $0,97 \pm$

$\pm 0,11$ и $1,47 \pm 0,08$ в полном соответствии с ожидаемыми значениями, если в этой оставшейся после исключения резонансов области флуктуации — чисто статистические.

В табл. 2 приведена сводка полученных результатов. В первой колонке дана масса резонанса, во второй — экспериментальная полная ширина на полувысоте, в третьей — истинная ширина резонанса, в четвертой — число стандартных отклонений от фона, в пятой — вероятность того, что данный эффект является фоновой флуктуацией. Эта вероятность рассчитана как вероятность того, что в χ^2 — распределении с одной степенью свободы произойдет флуктуация на данное число стандартных отклонений, умноженная на отношение числа точек в распределении (280) к числу бинов, в которых наблюдается эффект от данного резонанса (вероятность флуктуации в любом месте общего распределения). В последней колонке для вероятности флуктуации фона приведены две цифры. Первая из них получена из распределения рис.4, построен-

Таблица 2

$M_R \pm \Delta M$	$\Gamma_{R\Theta} \pm \Delta\Gamma$	$\Gamma_{RH} \pm \Delta\Gamma$	SD	P
1886 ± 1	$4,5^{+1,1}_{-2,2}$	$3,6^{+1,1}_{-2,2}$	4,4	$1 \cdot 10^{-3}$
1937 ± 1	$6,3^{+1,9}_{-4,5}$	$1,8^{+1,9}_{-1,8}$	3,7	$1 \cdot 10^{-3} \div 4 \cdot 10^{-2}$
1965 ± 1	$7,2^{+2,2}_{-5,5}$	$1,4^{+2,2}_{-1,4}$	4,4	$1 \cdot 10^{-3} \div 6 \cdot 10^{-3}$
1981 ± 1	$7,2^{+2,1}_{-5,3}$	$0,7^{+2,1}_{-0,7}$	4,3	$6 \cdot 10^{-4} \div 4 \cdot 10^{-5}$
2017 ± 2	$9,0^{+3,8}_{-2,4}$	$0,6^{+3,8}_{-0,6}$	2,8	$2 \cdot 10^{-1}$
2047 ± 1	$11,7^{+4,8}_{-2,9}$	$1,7^{+4,8}_{-1,7}$	3,1	$2 \cdot 10^{-1} \div 6 \cdot 10^{-2}$
2083 ± 1	$11,7^{+5,2}_{-46,7}$	$0,1^{+5,2}_{-0,1}$	3,1	$1 \cdot 10^{-1} \div 4 \cdot 10^{-2}$
2105 ± 2	$9,0^{+3,4}_{-15,7}$	$0,0^{+3,4}$	3,1	$1 \cdot 10^{-1} \div 1 \cdot 10^{-1}$
2237 ± 2	$25,2^{+3,8}_{-44,3}$	$6,8^{+9,8}_{-6,8}$	5,8	$2 \cdot 10^{-7} \div 1 \cdot 10^{-7}$
2278 ± 1	$25,2^{+8,7}_{-28,5}$	$5,2^{+8,7}_{-5,2}$	7,0	$2 \cdot 10^{-9} \div 2 \cdot 10^{-8}$

ного с шагом $4 \text{ МэВ}/c^2$, обработанного аналогичным образом (на рисунках не показано). Видно, что обе обработки дают близкие результаты.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОДХОДЫ

В настоящее время существует три подхода к объяснению спектра наблюдаемых дибарионных резонансов.

Это, во-первых, подход, в основе которого лежит кварковая природа дибарионных резонансов. Из-за наличия цветовых степеней свободы предсказывается большое число таких состояний^{/24/}. Однако узкие состояния получаются только при очень больших размерах кваркового мешка, модель которого рассматривается обычно^{/25/}.

Поэтому более реалистичной представляется картина двух кварковых мешков, соединенных струной, рассмотренная Л.А.Кондратиюком и др.^{/26/}. Эти авторы предсказывают существование дибарионных состояний с массами в районе 1930, 1960 и 1980 МэВ/с², что наблюдается на опыте. К сожалению, развернутых предсказаний не опубликовано, и мы не имеем возможности сравнивать подробно наши данные с этой привлекательной моделью. Отметим, что модель содержит важный параметр — массу дикварка, само существование которого требует доказательств.

В модели вращающихся соединенных ориентированных струн существуют подробные предсказания на массы дибарионных состояний^{/27/}. Мы дадим ее сравнение с экспериментом. Однако эта модель скорее феноменологического типа и также содержит свободные параметры.

Мы ограничимся в кварковом подходе только этими двумя моделями, т.к. они дают предсказания на массы дибарионов, лежащие в широком диапазоне, в том числе и при значениях, меньших суммы масс двух нуклонов и π -мезона. Такие малые массы не предсказываются в обычной картине кваркового мешка.

Другой подход, развитый Ю.Е.Покровским^{/28/}, основан на квази-ядерной природе дибарионных состояний. В нем учитываются много-мезонные обмены в нуклон-нуклонных взаимодействиях с возбуждением Δ -изобар в промежуточных состояниях. Модель содержит несколько свободных параметров.

Третий подход, предложенный недавно Б.А.Арбузовым и др.^{/29/}, основан на предположении о существовании кулоновского релятивистского квазипотенциала с поглощающей частью, в результате действия которого возникают узкие резонансы в системе любых заряженных частиц. Модель не содержит параметров, дает богатый спектр предсказаний на массы узких дипротонных состояний. Пока отсутствуют точные расчеты ширины таких состояний, но они должны быть порядка электромагнитных. Довольно критичным для этой модели будет существование узких состояний в системах, содержащих нейтральные частицы, например, в системе пр или $\Lambda^0 p$.

Общим для всех моделей является возникновение дальнего действия, непертурбативный характер обсуждаемых явлений. Отсюда следует и большой интерес к узким дибарионным состояниям, в основе которых, по-видимому, лежат эффекты, не исследованные пока теорией и которые сами помогут созданию более совершенных физических представлений.

В табл. 3 мы приводим сопоставление полученных нами данных о дипротонных узких состояниях с моделями вращающихся соединенных струн (BCOS), квазиядерной (КЯ) и моделью Б.А.Арбузова (не-

Таблица 3

$M_{\Xi} \pm \Gamma_{\Xi}/2$	ВСОС	КЯ	НКЭД
1886±2,25	1889		1885,2±0,07
1937±3,0	1936	1936	1936,4±0,4 1938,5±0,5
1964±4,0	1966		1965,4±0,7
1981±4,0	1979	1982 1983	1981,1±0,8
2017±4,5	2013	2013 2014	2016,5±1,0 2020,7±1,1
2047±6	2043 2047	2043 2044 2053	2041,8±1,2 2047,2±1,2
2083±6	2081	2080 2082 2085 2087	2080,9±1,5
2105±4,5	2106	2103 2105 2109	2105,5±1,7
2237±13	2229 2238 2242		2235,9±2,6
2278±13	2272 2281 2285		2268,4±2,9 2284,6±3,0

пертурбативная квантовая электродинамика НКЭД). Около центрального экспериментального значения массы резонанса выделена полоса с шириной, равной экспериментально найденной ширине резонанса. Из моделей взяты значения масс резонансов, попадающих в выделенную полосу. Около масс резонансов, предсказываемых НКЭД, указана точность предсказания.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

По крайней мере половина из обнаруженных нами резонансов наблюдается и в других работах. Таким образом, в существовании узких дипротонных состояний вряд ли приходится сомневаться. Однако установление всего истинного спектра таких состояний все еще является актуальной экспериментальной задачей. Для ее решения, в первом приближении, не требуется очень хороших разрешений по массам (достаточно, по-видимому, разрешения $\approx 3 \text{ МэВ}/c^2$). Но крайне важно проводить эксперименты в одних условиях для исключения систематических сдвигов в массах, вносимых прибором.

Для выяснения природы эффектов необходимо изучить систему пр, данные о которой в настоящее время очень бедны.

Определение квантовых чисел резонансов является, конечно, одной из главнейших задач исследования дибарионных состояний. Однако без установления исчерпывающего ряда состояний ее решать нельзя, т.к. всегда будет опасность смешать несколько состояний и получить ложные ответы.

Задача определения истинных ширин резонансов значительно более сложна, т.к. требует очень хорошего разрешения по массам (несколько долей $\text{МэВ}/c^2$, по крайней мере). В работе^[30] обнаружены резонансы в системе ррu с массами, в частности, при 2017 и 2050 $\text{МэВ}/c^2$, очень близкими к тем, которые наблюдаемы и которые наблюдаются в экспериментах^[3,12,19]. При этом ширины найденных состояний сравнимы с ширинами для распада на два протона. Таким образом, ширины дипротонных состояний могут оказаться порядка электромагнитных, и для их определения требуется отличная от камерной методика с очень хорошим разрешением по массам.

Что касается теоретических подходов, то ни в одной модели нет пока надежных расчетов ширин дибарионных резонансов. Предсказания на массы не позволяют исключить ни один из возможных механизмов, как видно из табл.3. Необходимо отметить, однако, что теоретики самых разных направлений приходят к общему выводу, что данная задача потребует для своего решения выхода из традиционных рамок в любом подходе.

Авторы благодарят Б.А.Арбузова, А.М.Балдина, А.Б.Кайдалова, Л.А.Кондратюка, В.Л.Любошица, В.К.Лукьянова, Ю.Е.Покровского, А.И.Титова за целую серию полезных обсуждений данной проблемы, а также Р.М.Лебедева за неоценимую помощь в проведении облучений 1-метровой жидководородной камеры ЛВЭ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бешлиу К. и др. — ОИЯИ, Д1-83-815, Дубна, 1983.
2. Троян Ю.А. и др. — Краткие сообщения ОИЯИ, 13-85, Дубна, 1985, с.12.
3. Троян Ю.А. и др. — ОИЯИ, Д1-88-329, Дубна, 1988.
4. Зеленский Р. и др. — ОИЯИ, Р1-83-506, Дубна, 1983.
5. Глаголев В.В. и др. — ОИЯИ, Е1-83-59, Дубна, 1983.
6. Балгансурен Я. и др. — ОИЯИ, Р1-88-503, Дубна, 1988.
7. Байрамов А.А. и др. — ОИЯИ, Р1-83-207, Дубна, 1983.
8. Абдинов О.Б. и др. — Краткие сообщения ОИЯИ, 15-86, Дубна, 1986.
9. Азимов С.А. и др. — ЯФ, 1985, т.42, вып.4, с.913.
10. Azimov S.A. et al. — РТИ, 60-88-ФВЭ, Tashkent, 1988.
11. Агакишиев Г.Н. и др. — ОИЯИ, 1-84-103, Дубна, 1984.
12. Bock V. et al. — Nucl.Phys. 1986, A459, p.573.
13. Tatischeff V. et al. — Europh. Lett., 1987, 4(6), p.671.
14. Tatischeff V. et al. — Z.Phys.A Atomic Nuclei, 1987, 32В, p.147.
15. Andreev V.P. et al. — Z.Phys.A Atomic Nuclei, 1987, 327, p.363.
16. Kawai H. et al. — Nucl.Phys.A, 1988, A481, p.806.
17. Lisowski P.W. et al. — PRL, 1982, v.49, p.255.
18. Воробьев Л.С. и др. — ИТЭФ, №125, 1987.
19. Sunti L. et al. — Phys.Rev.C, 1988, v.38, No.5, p.2466.
20. Degtyarenko P.V. et al. — ИТЕР, 62-89, 1989.
21. Гаспарян А.П. и др. — ОИЯИ, 1-9111, Дубна, 1976; ПТЭ, 1976, 2, с.37.
22. Мороз В.И. и др. — ОИЯИ, Р10-2935, 1966.
23. Мороз В.И. и др. — ЯФ, 1969, т.9, вып. 3, с.565.
24. Доркин С.М. и др. — ЯФ, 1982, т.36, вып.5(11), с.1244.
25. Бажанский И.К. и др. — ОИЯИ, Р2-88-501, Дубна, 1988.
26. Kondratyuk L.A. et al. — ИТЕР, 128-88, Moscow, 1988.
27. Троян Ю.А. — ОИЯИ, Р2-86-35, Дубна, 1986.
28. Покровский Ю.Е. — ЖЭТФ, 1988, т.94, вып.10, с.55.
29. Арбузов Б.А. и др. — НИИЯФ МГУ, 89-1/78, М., 1989.
30. Абдинов О.Б. и др. — ОИЯИ, Р1-88-102, Дубна, 1988.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 февраля 1990 года.