

УЗКИЕ ДИПРОТОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ

Ю.А.Троян

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Сделан критический обзор экспериментальных данных из работ, посвященных поиску и исследованию узких дипротонных резонансов, и опубликованных в 1986—1992 годах. Рассмотрена область эффективных масс двух протонов до $2300 \text{ МэВ}/c^2$. Обсуждается возможность существования 15 резонансных состояний.

A critical review of the experimental data from the papers devoted to the search for and investigation of narrow diproton resonances is given. These papers have been published in 1986—1992. The region of effective masses of two protons to $2300 \text{ MeV}/c^2$ is considered. The possibility of the existence of 15 resonance states is discussed.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее десятилетие очень энергично ведутся как экспериментальные, так и теоретические исследования дибарионных резонансов, существование и свойства которых могли бы пролить свет на многие не решенные пока проблемы в физике частиц.

Статические свойства дибарионов (кроме их ширины) рассчитывались в рамках модели сферического кваркового мешка. При этом предполагалось, что ширины таких состояний порядка обычных адронных резонансов ($100\text{—}200 \text{ МэВ}/c^2$). Массы таких состояний получались довольно большими (больше $2m_N + m_\pi$). Однако эксперименты дали указания на существование состояний с малой массой, а также на то, что ширины таких состояний значительно меньше ширины обычных адронных резонансов. Кроме того, все более серьезно вставал вопрос о механизме образования таких систем. Действительно, в классической модели мешков трудно понять вопросы взаимодействия двух систем (двух нуклонов), в каждой из которых кварки полностью изолированы (конфайнмент с занулением волновых функций на границах нуклонов).

Таким образом, экспериментальные факты и нерешенные вопросы КХД заставили по-новому взглянуть на проблему дибарионов. Теоретические усилия сосредоточиваются на проблемах взаимодействия кварков

на больших расстояниях. Здесь в игру вступают различного типа эффективные лагранжианы, в рамках которых удастся более или менее понять наблюдаемые явления.

Очень интересными являются идеи теоретиков об осциллирующем характере потенциалов кварков и электрических зарядов на больших расстояниях, что может привести к серьезным изменениям наших взглядов на структуру вакуума на больших расстояниях.

Мы не ставим перед собой цель дать здесь подробный обзор направлений теоретических исследований, связанных с проблемами узких дибарионов, но хотим подчеркнуть важность проблемы. Отметим также, что деятельность экспериментаторов, занимающихся исследованиями в этой области, вызвала целый каскад блестящих идей теоретиков.

Нельзя обойти вниманием и тот факт, что проблема узких дибарионов, особенно при малых массах, имеет самое непосредственное отношение к пониманию пространственного поведения нуклон-нуклонного потенциала, особенно в его притягивающей части, а следовательно, к пониманию внутриядерных сил.

Краткий обзор теоретических идей сделан в работе [1], обзоры экспериментов — [2—4].

Несмотря на достаточную полноту сведений, представленных в данных работах, мы считаем, что необходим критический анализ экспериментальной ситуации. Это обусловлено многими причинами. Во-первых, в ряде работ очень мала статистическая обеспеченность данных, во-вторых, часто авторами недостаточное внимание уделяется вопросам фона и статистической обработке данных, в-третьих, в ряде работ довольно плохое разрешение по массам и никаких определенных выводов об узких особенностях сделать нельзя, в-четвертых, целый ряд работ сделан в условиях выборок (угловых или энергетических), и не ясно, что значит указанный результат: в случае отсутствия эффекта — нет эффекта вообще или его нет в данных условиях, в случае наличия эффекта — как ведет себя фон в условиях предложенной выборки. Наконец, отметим, что подавляющее число экспериментов сделано на ядерных мишенях. Это сильнейшим образом затрудняет интерпретацию результатов.

Для большей определенности мы будем рассматривать только дипротонные резонансы в диапазоне эффективных масс $1876 < M_{pp} < 2300 \text{ МэВ}/c^2$.

Система *pp* требует особого рассмотрения не только в силу теоретических причин (резонансы в этой системе вовсе не обязаны повторять ряд *pp*-резонансов), но еще и потому, что в некоторых экспериментах восстановление кинематических характеристик нейтрона производится недостаточно точно. Кроме того, исследований на эту тему значительно меньше, чем на тему *pp*-резонансов.

Мы не будем касаться так называемых «широких» резонансов, о которых в свое время было написано много работ.

По вопросам относительно тяжелых и широких резонансов можно обратиться к обзору [5] и литературным ссылкам в нем.

При анализе работ для их сравнения между собой и оценки их качества мы будем пользоваться статистическим критерием

$$R = \frac{N_{\text{полн}}}{\sqrt{N_{s/2}^{\text{фон}}}} \frac{1}{\Gamma_{\text{разр}}/3}. \quad (1)$$

Здесь $N_{\text{полн}}$ — полное число событий в обсуждаемом графике;

$\Gamma_{\text{разр}} = \sqrt{\Gamma_{\text{уст}}^2 + \Gamma_{\text{шаг}}^2}$; $\Gamma_{\text{уст}}$ — полное разрешение установки по эффективной массе, $\Gamma_{\text{шаг}}$ — шаг построения в обсуждаемом графике.

Коэффициент $3 \text{ МэВ}/\text{с}^2$ выбран из наблюдений, показывающих, что эффекты (резонансные выбросы) отстоят друг от друга примерно на $7\text{--}10 \text{ МэВ}/\text{с}^2$ и, по-видимому, разрешение по массам $\sim 3 \text{ МэВ}/\text{с}^2$ позволяло бы надежно отделить один резонанс от другого.

В знаменатель (1) входит также величина $N_{s/2}^{\text{фон}}$. Это число событий фона в точке $s/2$, делящей график по статистике пополам (для этого же диапазона масс определяется и величина $\Gamma_{\text{разр}}$). Введение величины

$\sqrt{N_{s/2}^{\text{фон}}}$ — корня из числа фоновых событий в точке $s/2$, а не из полного числа событий в этой точке, учитывает ситуацию, когда фон в рассматриваемом распределении мал. В этом случае, несмотря на общее малое число событий и плохое разрешение, статистический критерий R может получиться большим.

При оценке работ особо будет обращено внимание на те, в которых использованы новые методические приемы изучения резонансов или сделаны новые наблюдения, дающие дополнительную информацию о дипротонах.

Рассмотрение ограничивается экспериментами, результаты которых опубликованы в 1986 г. и позже. Анализ показывает, что ряд работ, о которых сообщалось раньше этого срока, был затем повторен с лучшей точностью и содержит более определенные выводы, так что наше ограничение не приведет к потере информации.

МЕТОД ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС

Мы начнем обзор с описания экспериментов, в которых для изучения резонансов использовался метод эффективных масс. Это наиболее прямой метод изучения системы двух частиц без возможной примеси других

компонент, которая затрудняет интерпретацию результатов, как, например, в методе недостающих масс.

Поиску узких дипротонных резонансов в неупругих NN -взаимодействиях посвящено всего две работы. В них рассмотрены эксклюзивные каналы реакций и, следовательно, возможен более детальный анализ процессов.

Работа [6] является итогом длительных исследований различных реакций np -взаимодействий, информация о которых получена с однометровой водородной пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, экспонированной в пучках монохроматических нейтронов различных энергий. Хорошо сформированный пучок нейтронов ($\Delta P_n/P_n \approx 3\%$, $\Delta\Omega_{\text{кан}} \approx 10^{-7}$ ср) и высокая точность измерения параметров треков ($\Delta P/P \approx 1,5\%$, $\Delta\theta \approx 20'$) позволяют практически без примесей выделить различные каналы реакций np -взаимодействий и получить высокое разрешение по эффективной массе ($\Gamma_{\text{уст}}$ меняется от ≈ 1 МэВ/с² при массах вблизи суммы масс двух протонов до ≈ 16 МэВ/с² при массах в районе 2300 МэВ/с²).

На рис. 1 представлено распределение эффективных масс двух протонов из различных каналов реакций np -взаимодействий при разных энергиях первичного пучка. Фоновая кривая получена методом «перемешивания с весами», когда происходит случайное сочетание треков из разных событий и полученное смоделированное распределение умножается на отношение экспериментального распределения к моделированному. Такой способ построения фона не только наиболее полно учитывает законы сохранения энергии-импульса, но и в какой-то мере учитывает динамику фоновых процессов. Суммарная фоновая кривая получается как результат сложения фоновых распределений, полученных указанным выше способом, для каждого канала реакции при данной первичной энергии. (Отметим, что обычный метод перемешивания, широко применяемый физиками, дает искаженный вид фона, смещенный, как правило, в сторону малых масс.) Впервые такой метод построения фона был применен в работе [20].

Распределение на рис.1 было аппроксимировано некогерентной суммой фоновой кривой и 17 резонансными кривыми в форме Брейта — Вигнера. Без вклада резонансов описание одним фоном возможно со статистической вероятностью $< 0,3\%$.

Результаты обработки данных [6] приведены в табл.1.

В работе [6] оценены спины и четности резонансов при массах 1937, 1965 и 1980 МэВ/с², наиболее вероятными значениями которых оказались $\geq 3^-$; $\geq 3^-$; $\geq 4^\pm$ соответственно.

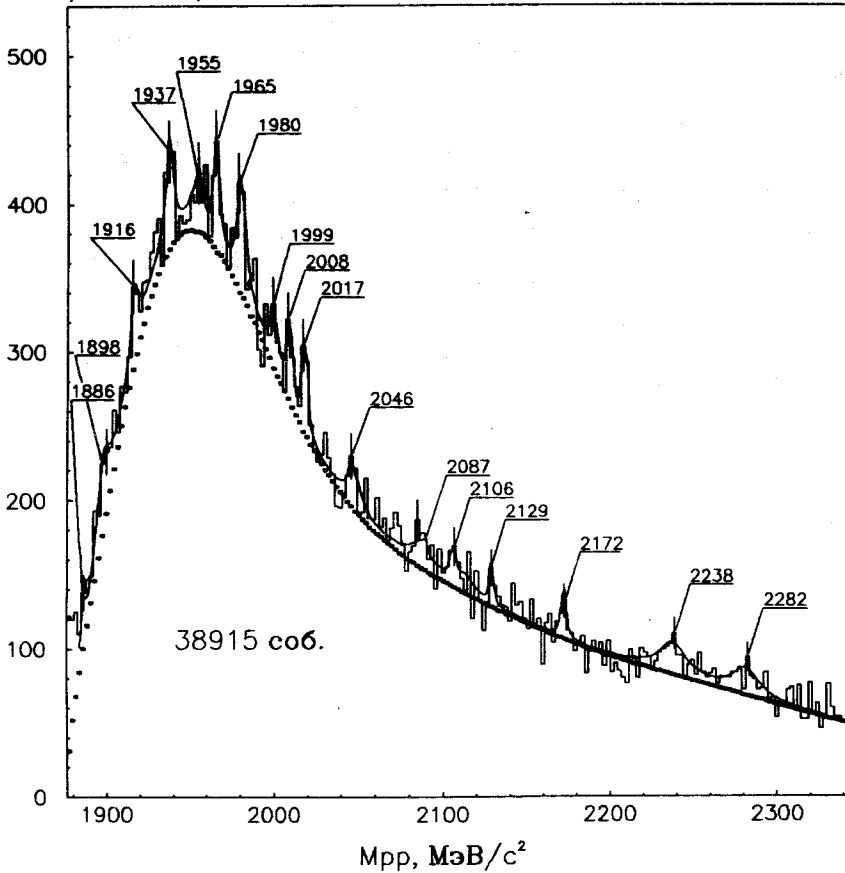
Соб./2,2 МэВ/с²

Рис.1. Распределение эффективных масс двух протонов из реакций $np \rightarrow pp\pi^- \pi^0$, $t = 0,1$ при $P_n = 1,26; 1,33; 1,72; 2,23; 3,86$ ГэВ/с и реакций $np \rightarrow pp\pi^+ \pi^- \pi^0$, $t = 0,1$ при $P_n = 5,14; 5,18; 5,24$ ГэВ/с [6]. Сплошная кривая — результат аппроксимации суммой фона и 17 резонансов, (*) — вклад фона

Оценим теперь статистический рейтинг этой работы. На рис.1 использовано всего 38915 событий ($N_{\text{полн}}$); $\sqrt{N_{s/2}^{\text{фон}}} = 14,7$ (точка в районе массы 2030 МэВ/с²), разрешение по массе в этой точке $\Gamma_{\text{разр}} = \sqrt{\Gamma_{\text{уст}}^2 + \Gamma_{\text{шаг}}^2} = \sqrt{(8)^2 + (2,2)^2} \approx 8$ МэВ/с². Отсюда $R = \frac{38915}{8} \frac{3}{14,7} \approx 1000$.

Таблица 1

$M_{\text{exp}} \pm \Delta M_{\text{exp}}$ МэВ/с ²	$\Gamma_{\text{exp}} \pm \Delta \Gamma_{\text{exp}}$ МэВ/с ²	$\Gamma_R \pm \Delta \Gamma_R$ МэВ/с ²	S.D.	P
1886±1	4±1	4±1	5,5	5·10 ⁻⁶
1898±1	11±3	11±3	5,6	2·10 ⁻⁶
1916±2	7±2	5±2	4,1	2·10 ⁻³
1937±2	7±2	5±2	5,5	5·10 ⁻⁶
1955±2	9±4	7±4	3,5	2·10 ⁻²
1965±2	6±2	0+2	4,5	6·10 ⁻⁴
1980±2	9±2	6±2	5,7	2·10 ⁻⁶
1999±2	9±4	5±4	3,5	2·10 ⁻²
2008±3	4±2	0+2	3,7	2·10 ⁻²
2017±3	4±2	0+2	5,0	1·10 ⁻⁴
2046±3	10±5	4 ⁺⁵ ₋₄	3,8	7·10 ⁻³
2087±3	12±7	4 ⁺⁷ ₋₄	3,4	2·10 ⁻²
2106±2	11±5	0+5	3,4	5·10 ⁻²
2129±5	4±2	0+2	2,6	4·10 ⁻¹
2172±5	7±3	0+3	2,9	3·10 ⁻¹
2238±3	22±8	12±8	5,1	2·10 ⁻⁵
2282±4	24±9	13±9	4,6	2·10 ⁻⁴

Примечание. $M_{\text{exp}} \pm \Delta M_{\text{exp}}$ — масса резонанса, $\Gamma_{\text{exp}} \pm \Delta \Gamma_{\text{exp}}$ — экспериментальная ширина, $\Gamma_R \pm \Delta \Gamma_R$ — истинная ширина резонанса, полученная после квадратичного вычитания ширины функции разрешения по массам из экспериментальной ширины, S.D. — число стандартных отклонений от фона, P — вероятность того, что данная особенность — случайный выброс.

В работе [7] изучалась реакция $pp \rightarrow pp\pi^0$ при энергиях падающего протона 600, 650, 700, 740, 780, 820 и 860 МэВ в 35-сантиметровой пузырьковой водородной камере. В спектрах эффективных масс двух протонов авторы не обнаруживают существенных особенностей. Распределение довольно хорошо описывается моделью однопионного обмена. Однако для исследования узких особенностей представленные распределения вряд ли пригодны, так как шаг построения довольно велик (10 МэВ/с²) и статистика в каждом графике недостаточна (всего пред-

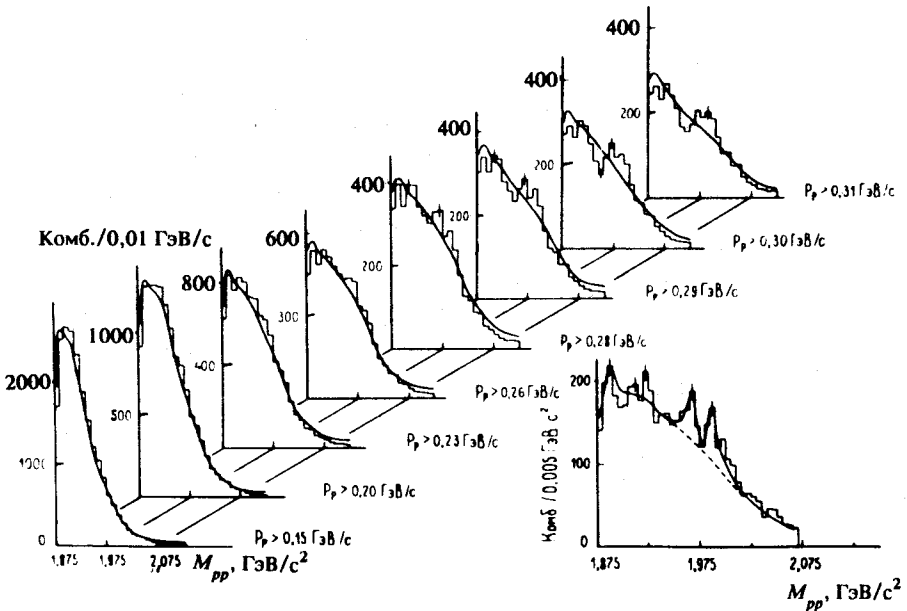


Рис.2. Суммарное распределение по эффективным массам двух протонов для $\pi^{-12}\text{C}$ - и $\pi^{-}(A=15)$ -взаимодействий при 5 ГэВ/с [8]

ставлено семь графиков в соответствии с семью начальными энергиями). Статистический рейтинг каждого графика $R \approx 35$. Было бы интересно суммировать распределения при всех энергиях и уменьшить шаг в гистограмме.

В работе [8] изучалось распределение эффективных масс двух протонов на материалах с однометровой пузырьковой камере ЛЯП ОИЯИ, наполненной пропаном и пропан-фреоновой смесью и облученной π^{-} -мезонами с импульсом 5 ГэВ/с. Спектры эффективных масс в обоих случаях имеют особенности в одних и тех же местах и потому были суммированы. На рис.2 представлены полученные результаты. Основной график изображен в правой части рисунка. Фоновая кривая построена методом «перемешивания» без введения весов. Разрешение по массам, связанное с аппаратурой, $\Gamma_{\text{уст}} = 12$ МэВ/с². Статистический рейтинг R , определенный из графика, составляет ≈ 80 . Авторы наблюдали два резонанса с массами (1966 ± 1) и (1989 ± 1) МэВ/с² с ширинами $\Gamma_{\text{рез}} = 7$ и 9 МэВ/с² соответственно (из текста не ясно, экспериментальные это ширины или истинные).

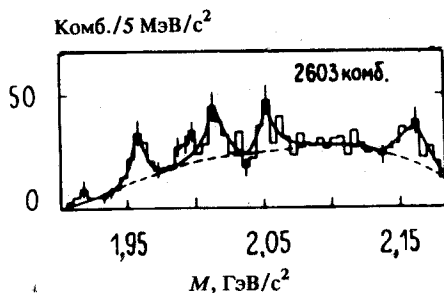


Рис.3. Спектр инвариантных масс M_{ppu} для событий с $P_p > 260$ МэВ/с [10]. Сплошная линия — результат аппроксимации спектра полиномом 3-й степени и суммой функций Брейта — Вигнера. Штриховая линия — вклад фона

В этой же работе из анализа распределения нормированных моментов сделано заключение о том, что эти резонансы могут рождаться в P -волне и иметь полный спин, равный 2.

На рис.2 слева представлены распределения эффективных масс двух протонов, полученные при разных значениях минимального импульса протона в событии. Такой отбор необходим в работе с ядерными мишенями для отсекаания «испарительных» протонов из ядер, которые создают значительный фон. Как видно из рис.2, эффект наблюдается более или менее надежно только при обрезании $P_p > (260-280)$ МэВ/с². Это наблюдение понадобится нам при анализе последующих работ, использующих ядерные мишени.

В [9] рассмотрена возможность распада узких дипротонных резонансов по каналу $(BB^*) \rightarrow ppu$ и получен слабо обоснованный статистически вывод о концентрации событий в системе ppu около массы 1936 МэВ/с² при отборе γ -квантов, лежащих в энергетическом интервале $10 < E_\gamma < 50$ МэВ. Работа была выполнена на материалах с двухметровой пропановой камеры ЛВЭ ОИЯИ. Обращает на себя внимание низкий уровень фона под пиком.

В [10] на значительно большей статистике ($R = 145$) исследовалась система ppu . Результат представлен на рис.3. После обработки данных получены сигналы от четырех резонансов с массами (1959 ± 1) , (2014 ± 2) , (2052 ± 2) и (2159 ± 3) МэВ/с² с ширинами 8, 15, 15 и 20 МэВ/с² соответственно. Число стандартных отклонений от фона 4,6; 4,8; 2,6; 3,5.

Здесь нам хотелось бы отметить перспективность таких исследований. Как видно из рис.2 и 3, для района масс 1960 МэВ/с² фон для системы pp составляет $\approx 80\%$, а для системы $ppu \approx 40-50\%$. Таким образом, наличие в событии γ -кванта большой энергии (> 20 МэВ) «метит» резонанс и значительно снижает долю ложных комбинаций. При достаточной статистике изучение системы ppu может дать много новых сведений о

Рис. 4. Спектр эффективных масс двух протонов из области $M_{3p} = 3,08 \pm 3,48 \text{ ГэВ}/c^2$

[11]. Фон — расчет по каскадной модели с учетом взаимодействия протонов в конечном состоянии

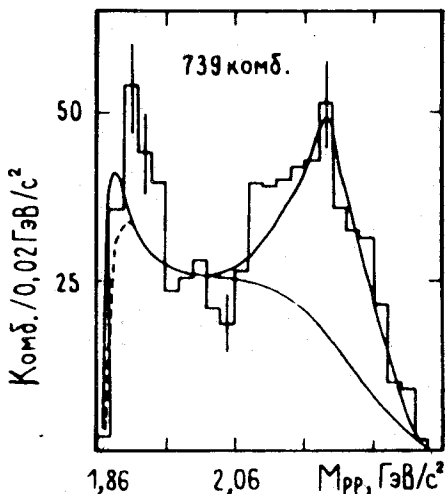
квантовых числах резонансов, каскадных переходах, размерах и конфигурациях изучаемых систем и т.д.

В работе [10] установлена приблизительно равная вероятность распада резонанса с массой в районе $1960 \text{ МэВ}/c^2$ по каналам pp и ppu . В случае каскадных переходов в спектрах γ -квантов могут наблюдаться линии, отражающие свойства самих резонансов. Наблюдение электромагнитной моды распада дипротонных резонансов с заметной вероятностью говорит о малой ширине изучаемых объектов.

В работе [11] той же группы сообщалось о наблюдении резонанса в системе трех протонов; его масса была равна $M_{\text{рез}} = (3,27 \pm 0,02) \text{ ГэВ}/c^2$ и ширина $\Gamma_{\text{рез}} = (0,07 \pm 0,04) \text{ ГэВ}/c^2$. Далее были рассмотрены спектры эффективных масс двух протонов, когда отбирались трехпротонные события с эффективной массой $3,08 \leq M_{ppp} \leq 3,48 \text{ ГэВ}/c^2$, то есть два протона отбирались из области найденного трехпротонного резонанса. Результат представлен на рис. 4. Фоновая кривая получена из расчетов по каскадно-испарительной модели с учетом взаимодействия двух протонов в конечном состоянии. Обработка данных производилась в предположении, что максимум в правой части рисунка обусловлен резонансом в системе двух протонов. Его масса оказалась равной $M_{\text{рез}} = (2,19 \pm 0,01) \text{ ГэВ}/c^2$ и ширина $\Gamma_{\text{рез}} = (0,08 \pm 0,02) \text{ ГэВ}/c^2$, возможный спин — от 2 до 4.

Рассмотрим, однако, более внимательно рис. 4. Чем бы ни был обусловлен первый пик в графике (вклад взаимодействия в конечном состоянии, резонансы в районе масс $1900+1960 \text{ МэВ}/c^2$), но пик есть. Примем за его среднее значение массы $1900 \text{ ГэВ}/c^2$. Для распада некоторого состояния с центральным значением массы M_0 на три частицы $M_0 \rightarrow M_1 + M_2 + M_3$ легко получить простую кинематическую формулу:

$$M_0^2 + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 = M_{12}^2 + M_{13}^2 + M_{23}^2, \quad (2)$$



где $M_{12}^2, M_{13}^2, M_{23}^2$ — эффективные массы двух соответствующих частиц, m_1^2, m_2^2, m_3^2 — их массы покоя. Наличие в распределении рис.4 пика при малой массе $1,90 \text{ ГэВ}/c^2$ говорит о том, что два из трех протонов летят (в с.ц.м. резонанса M_0) в одну сторону с близкими импульсными характеристиками и небольшим углом раствора (такая конфигурация подчеркивается самими авторами). Третий протон движется в противоположном направлении с углом, близким к 180° по отношению к каждому из двух оставшихся протонов. Тогда эффективные массы «одинокого» протона и каждого протона из связанной пары близки друг к другу. Подставляя в формулу (2) $M_0 = 3,27$; $m_1 = m_2 = m_3 = m_p$, $M_{12} = 1,90 \text{ ГэВ}/c^2$, получим для $M_{13} = M_{23}$ значение, равное $2,19 \text{ ГэВ}/c^2$. Таким образом, вторая особенность на рис.4 может быть чисто кинематическим отражением первой особенности при малой массе. Распределение должно быть довольно широким, что и наблюдается на рис.4. Определенные выводы можно было бы сделать при наблюдении узких структур, но статистика и разрешение по массам не позволяют этого сделать в данном эксперименте (статистический рейтинг распределения на рис.4 $R = 18$). То, что теоретические расчеты с учетом взаимодействия в конечном состоянии не воспроизводят отраженный пик, говорит скорее о резонансах в районе малых масс, которые не заложены в каскадную модель.

В работе [12], которая является итогом исследования дипротонных резонансов коллаборацией двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, представлены результаты обработки снимков, полученных при облучении камеры пучками p, d, α, C с импульсом $4,2 \text{ ГэВ}/c$ на нуклон. Отбирались события, содержащие протоны с импульсами $0,2 \leq P_p \leq 0,7 \text{ ГэВ}/c$. Результат представлен на рис.5. Авторы отмечают отсутствие существенных выбросов в спектре эффективных масс. Рейтинг работы, определенный из рис.5,а, равен $R = 250$.

Однако из анализа [8] следует, что в этом случае мы имеем дело с большой примесью комбинаторного фона от испарительных протонов. Если на том же материале производится отбор событий, в которых импульсы протонов заключены в диапазоне $0,2 \leq P_p \leq 0,3 \text{ ГэВ}/c$ (импульс протона определяется наиболее точно по остановке протона в камере), и добавляется критерий, чтобы угол вылета одного из протонов был $\geq 90^\circ$ по отношению к пучку, то становятся ясно видны две особенности при массах $M_1 = (1903 \pm 1) \text{ МэВ}/c^2$ и $M_2 = (1915 \pm 4) \text{ МэВ}/c^2$ с ширинами $\Gamma_1 = (4,8 \pm 2,2) \text{ МэВ}/c^2$ и $\Gamma_2 = (1,2 \pm 0,6) \text{ МэВ}/c^2$. Результаты представлены на рис. 6.

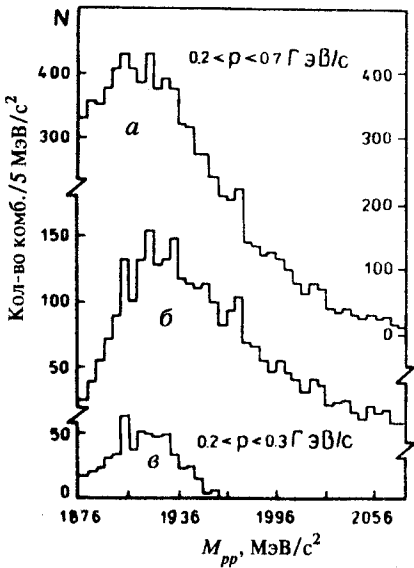


Рис.5. Распределение по эффективной массе пар протонов с импульсом $0,2 < P_{\text{лаб}} < 0,7$ ГэВ/с [12]: а) во всех событиях; б) в событиях с кумулятивным протоном, летящим «назад» в л.с.к.; в) «испательных» протонов

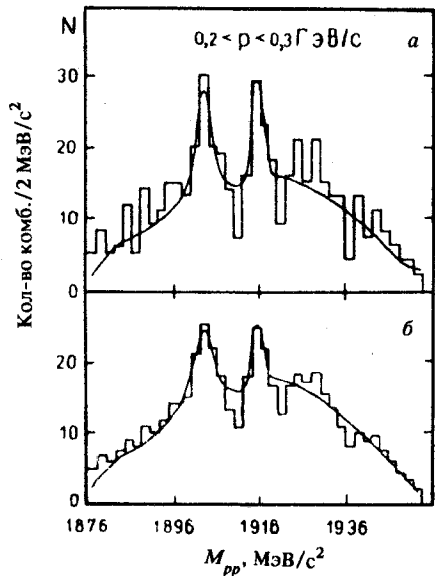


Рис.6. Распределение по эффективной массе пар протонов с импульсом $0,2 < P_{\text{лаб}} < 0,3$ ГэВ/с [12]: а) экспериментальная гистограмма; б) «сглаженная» экспериментальная гистограмма. Сплошная линия — результат аппроксимации

Фоновая кривая получена методом перемешивания. Обращает внимание хорошее разрешение по массам $\Gamma_{\text{уст}} \approx 4$ МэВ/с² и мелкий шаг построения (2 МэВ/с²). Статистический рейтинг этого исследования $R \approx 86$.

Сотрудники той же коллаборации в исследовании [13] на увеличенном в полтора раза материале отобрали события, в которых импульсы протонов в звезде заключены в интервале $0,2 \leq P_p \leq 0,7$ ГэВ/с и один из протонов имеет угол вылета $\theta > 90^\circ$ по отношению к первичному пучку. Спектр эффективных масс двух протонов из таких событий представлен на рис.7. Фоновая кривая получена методом перемешивания. Авторы делают заключение о существовании трех резонансов с массами (1903 ± 2) , (1918 ± 3) , (1932 ± 3) МэВ/с² и ширинами $(5,5 \pm 5,2)$, $(6,6 \pm 3,4)$ и $(5,2 \pm 3,9)$ МэВ/с² соответственно. Статистический рейтинг работы, вычисленный из рис.7,а, равен $R = 172$.

В то же время при анализе событий с теми же критериями отбора протонов, полученных при облучении пропановой камеры дейтронами с

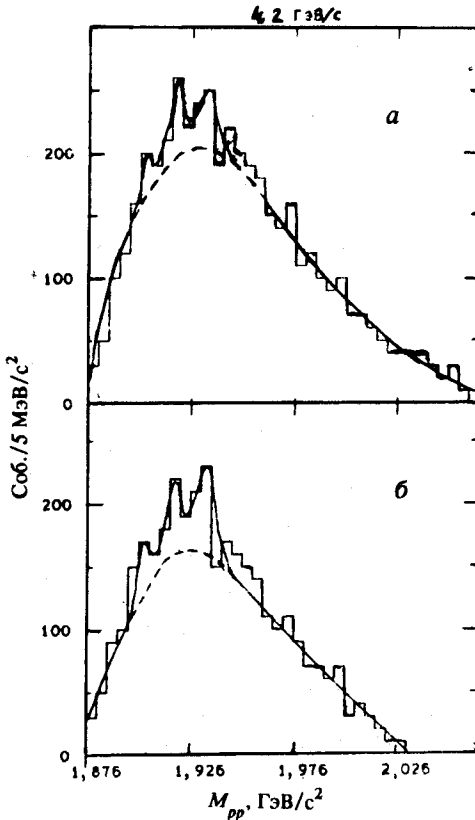


Рис.7. Спектры эффективных масс пар протонов в p -, d -, α -, C -взаимодействиях с ядрами углерода при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон в событиях с вылетом протона под углом $\theta > 90^\circ$ к пучку [13]: а) для протонов с $0,2 < P_p < 0,7$ ГэВ/с; б) для протонов, измеренных по пробегу. Сплошные кривые — результат аппроксимации, штриховая — вклад фона («перемешивание»)

импульсом 1,25 ГэВ/с на нуклон, существенных статистических отклонений от фоновой кривой не получено, хотя работа имеет примерно тот же статистический рейтинг. Это связано, по-видимому, с более резким поведением фоновой кривой и требует более мелкого шага гистограммы.

Интересный подход к изучению спектров эффективных масс предложен в работе [14]. Снова использован материал с двухметровой пропановой камеры, облученной p , d , α , C

$R = 4,2$ ГэВ/с на нуклон. Импульсы протонов в звездах были ограничены условием $250 \leq P_p \leq 900$ МэВ/с (значение импульса, до которого протон надежно отличается от π^+ -мезона по ионизации). Далее протоны в звездах разбивались на группы — кластеры. Принадлежность протона кластеру устанавливалась из анализа близости четырехмерной скорости протона к скорости центра кластера (группы протонов). Такая же процедура применена к звездам, полученным путем моделирования по каскадной модели (один из видов фона). Другая фоновая процедура — аппроксимация набором полиномов Лежандра разных степеней. Далее, в событиях, отнесенных к кластеру, строилось распределение эффективных масс двух протонов.

Идея метода — в уменьшении числа фоновых протонов, не имеющих отношения к протонам, принадлежащим кластеру и, следовательно, не взаимодействующих с ними.

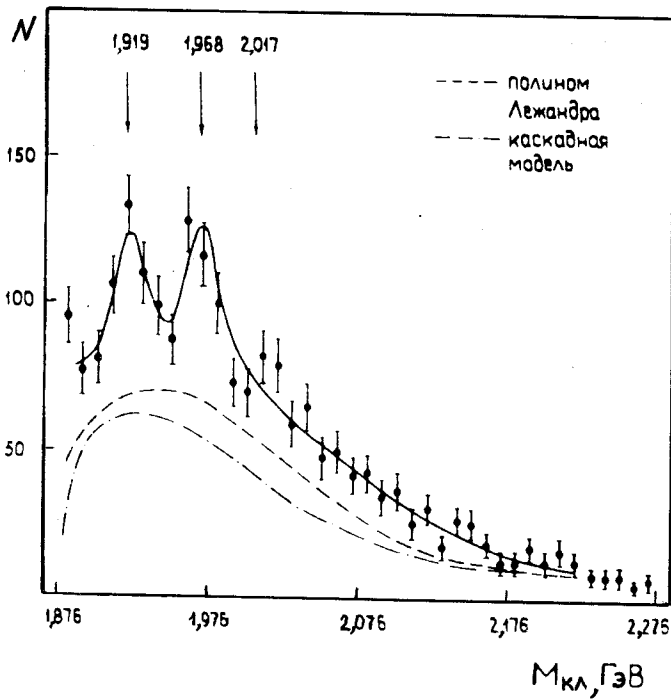


Рис.8. Распределение по эффективной массе двухпротонных кластеров [14]. Сплошная кривая — результат аппроксимации суммой фона (каскадная модель) и тремя резонансными кривыми. Штриховая — вклад полиномиального фона, штрихпунктирная — вклад фона, вычисленного по каскадной модели

Распределение эффективных масс двух протонов в кластерах с числом протонов, равным двум, представлено на рис.8. Сообщается о наблюдении трех резонансов с массами $(1,920 \pm 0,002)$, $(1,966 \pm 0,004)$, $(2,009 \pm 0,007)$ ГэВ/с² и ширинами (22 ± 11) , (10 ± 11) и (195 ± 23) МэВ/с² соответственно.

К сожалению, статистическая обеспеченность эксперимента пока невелика (2090 событий на рис.8) и разрешение по массам также недостаточное — $\Gamma_{\text{уст}} = 25$ МэВ/с² в среднем. Поэтому статистический рейтинг работы $R \cong 34$.

Наконец, из перечисленной большой группы работ, выполненных на пропановых камерах, осталось упомянуть работу [15], в которой 24-литровая пропановая камера ЛВЭ ОИЯИ облучалась нейтронами широкого спектра с $\bar{P}_n = 7$ ГэВ/с и π^- -мезонами с $P_{\pi^-} = 4$ ГэВ/с. В ней

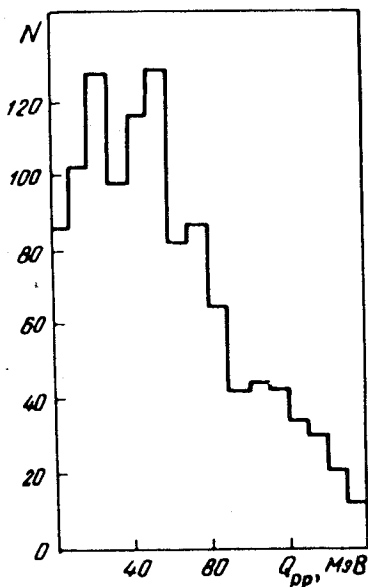


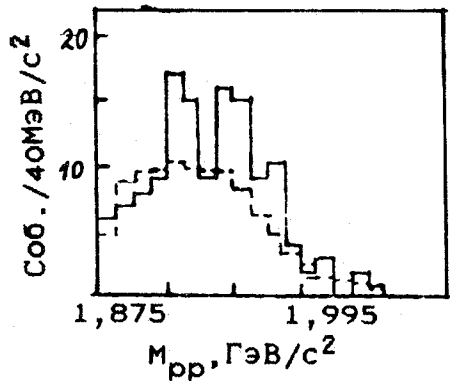
Рис.9. Распределение по $Q = M_{эф.2p} - 2M_p$ для π^-A -взаимодействий с образованием странных частиц

построен спектр эффективных масс двух протонов из звезд, где импульсы протонов заключены в интервале $160 \leq P_p \leq 800$ МэВ/с. В работе использована большая статистика, получено хорошее разрешение по массам ($\Gamma_{уст} \cong 6$ МэВ/с²), что обеспечило статистический рейтинг $R = 430$ для pp -взаимодействий. Однако в спектре эффективных масс нет значительных особенностей. На наш взгляд, это связано с большой примесью испарительных протонов (очень мала нижняя граница обреза импульса протонов).

В работе [16] на снимках со 105-сантиметровой фреоновой пузырьковой камеры и двухметровой неон-водородной пузырьковой камеры, облученных π^- -мезонами с импульсами 4 и 6,2 ГэВ/с соответственно, изучались спектры эффективных масс двух протонов в различных кинематических условиях для образующихся протонов. Авторы сообщают о наблюдении узкого максимума в районе эффективных масс $1,92+1,93$ ГэВ/с² и делают вывод о возможном наблюдении кумулятивного дибарионного резонанса. Один из графиков, приведенных в работе, представлен на рис.9. Статистический рейтинг $R = 36$, несмотря на то, что в работе достигнуто довольно хорошее разрешение по массе ($\Gamma_{уст} \cong 4$ МэВ/с²). Характеристики резонансов не определялись.

Оригинальная методика с использованием гибридной газожидкостной камеры, облученной протонами с энергией 1 ГэВ, использована в работе [17]. В спектре инвариантных масс двух протонов в $p^{40}\text{Ag}$ -взаимодействиях при отборе событий с импульсами протонов больше 250 МэВ/с обнаружены узкие резонансные особенности при $M_{pp} = 1,93$ и $1,96$ ГэВ/с² на уровне трех стандартных отклонений. Фон получен методом перемешивания. Показано, что если отбирать события с $P_p < 200$ МэВ/с, то никаких особенностей не наблюдается (при шаге 10 МэВ/с²). Отметим, что с использованием газовой мишени авторы

Рис.10. Распределение эффективных масс двух протонов для случаев, в которых $2,08 \leq M_{pp} \leq 2,22$ ГэВ/с² [18] из p^{40} Ar-взаимодействий при $E_p = 1$ ГэВ. Штриховая линия — фоновая кривая, полученная методом «перемешивания»



могли наблюдать протоны вплоть до импульсов 50 МэВ/с. Статистический рейтинг, оцененный из графика, куда включены протоны с $P_p \geq 250$ МэВ/с и где наблюдаются эффекты, равен $R = 22$.

В работе [18] тех же авторов, выполненной с той же методикой, изучалась система $pp\pi^+$ и способы ее распада. В спектре эффективных масс $pp\pi^+$ -комбинаций наблюдается превышение над фоновой кривой, полученной методом перемешивания, в районе эффективных масс $2,08+2,22$ ГэВ/с². Крайне интересное наблюдение авторов о распаде трехзарядного дибарионного резонанса на дибарионные резонансы с массами $1,93$ и $1,96$ ГэВ/с² и π^+ -мезон (но не на Δ_{33}^{++} и протон!) (рис.10) требует дальнейшего исследования, так как статистический рейтинг работы очень мал ($R \cong 13$).

Сделаем одно предостерегающее от поспешных выводов замечание. В работе [17] наблюдался подобный эффект в системе трех протонов. При массе трехпротонной системы в районе $2,90+2,95$ ГэВ/с² наблюдалось превышение над фоном. Для состояний из этой области двухпротонные комбинации концентрируются при массах $1,93+1,96$ ГэВ/с². Как и в случае комбинаций $pp\pi^+$ [18], авторы делают вывод о каскадном распаде трехпротонных состояний на дибарионы с массами $1,93$ и $1,96$ ГэВ/с² и протон. Рассмотрим, однако, формулу для вычисления фазового объема

$$f(x) \approx x^{\frac{3\nu-5}{2}} (1-x)^{\frac{3(n-\nu)-2}{2}}, \quad (3)$$

полученную Г.И.Копыловым [19].

Здесь $x = (M_\nu - \sum_1^\nu m_i) / (E^* - \sum_1^n m_i)$, M_ν — эффективная масса ν резонирующих частиц, m_i — массы частиц в реакции, n — полное число частиц в реакции, E^* — полная энергия в системе центра масс.

Функция $f(x)$ имеет максимум при

$$x_{\max} = (3\nu - 5) / (3n - 7). \quad (4)$$

Рассмотрим систему из трех частиц, две из которых мы изучаем (т. е. $n = 3$, $\nu = 2$). Тогда, если процесс распада чисто статистический, распределение эффективных масс двух частиц будет иметь максимум при $x_{\max} = 0,5$. В системе покоя трех протонов при $E_* = M_{3p} = 2,95$ распределение эффективных масс двух протонов будет иметь максимум при массе $M_{2p} = 2m_p + 0,5(2,95 - 2,81) = 1,876 + 0,5 \cdot 0,14 = 1,946$ МэВ/с². В системе покоя $pp\pi^+$ при массе $(2,08 + 2,22) / 2 = 2,15$, соответствующей выборке, сделанной в работе [18], распределение эффективных масс двух протонов будет иметь максимум при массе $M_{2p} = 2m_p + 0,5(2,15 - 2,02) = 1,941$ МэВ/с². Таким образом, в обоих случаях распределение эффективных масс двух протонов имеет максимум в районе между двумя ожидаемыми особенностями с массами 1,93 и 1,96 МэВ/с², и при имеющейся малой статистике и большом шаге построения нельзя сделать заключение о каскадном распаде тяжелых рассмотренных систем на дибарионные резонансы.

Повторим, что исследование каскадных переходов очень важно для идеологии кластеров, снижения фона при изучении резонансов, изучения квантовых чисел резонансов, но эти исследования требуют аккуратного учета имитирующих процессов.

Несколько экспериментов с использованием ядерных мишеней тяжелее дейтерия выполнено электронной методикой. В работе [20] представлены два эксперимента. Один использует данные e^\pm -взаимодействий с $P = 5$ ГэВ/с с остаточным газом (N и O) на накопительных кольцах DORIS (детектор ARGUS). Здесь регистрируются протоны с импульсом $0,3 < P_p < 1,2$ ГэВ/с, летящие в широком угловом интервале ($|\cos \theta| < 0,9$). Распределение эффективных масс двух протонов представлено на рис. 11, б. Фоновая кривая получена методом перемешивания с весами. Весовая функция, являющаяся отношением экспериментального распределения к перемешанному, описанному плавной функцией, изображена на рис. 11, в. На рис. 11, а представлено разрешение по массам. Авторы не находят оснований для существования значимых особенностей, свидетельствующих об образовании дипротонных резонансов. Статистический рейтинг, определенный из рис. 11, б, $R = 480$.

Другой эксперимент, представленный в этой работе, проводился в пучке протонов с импульсом $P_p = 7,5$ ГэВ/с, падавших на мишени из ядер С и Рв. Для событий, где имелось по крайней мере два протона, раз-

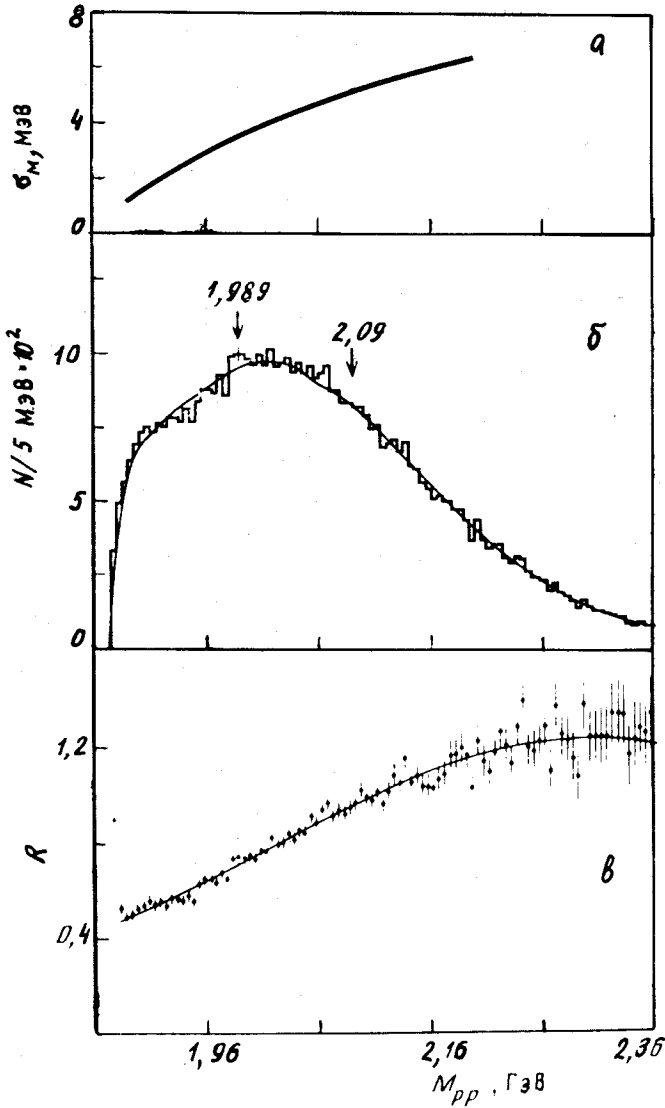


Рис.11. Разрешение (а) по M_{pp} . Распределение по M_{pp} для $e(N,O)$ -взаимодействий (б). Отношение экспериментального распределения по эффективной массе пар протонов к распределению, полученному для протонов из разных событий (в) [20]

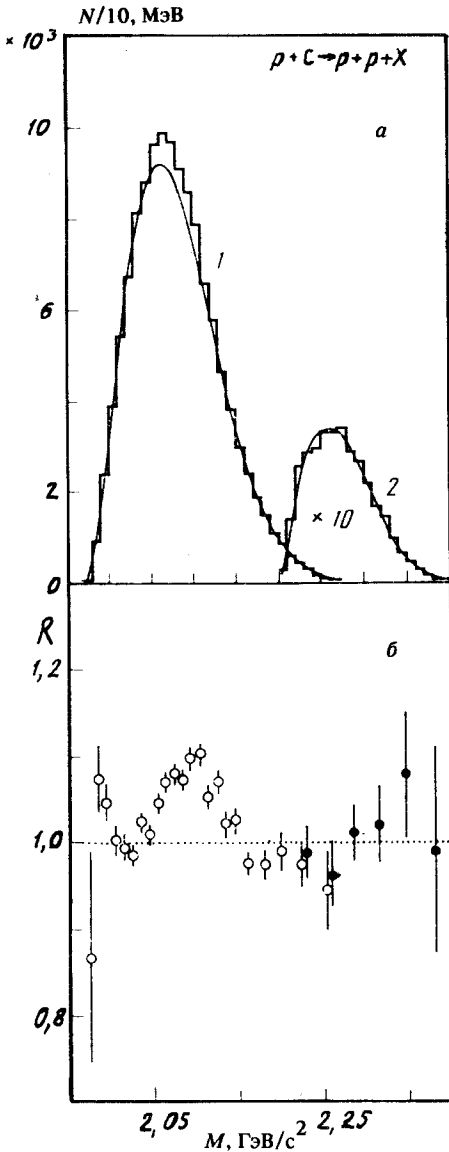


Рис.12. Распределение по эффективной массе пар протонов для $p\bar{p}$ -взаимодействий в случае разлета протонов в противоположные стороны (а). Кривая — распределение пар протонов из разных событий. Отношение R экспериментального распределения к распределению, полученному из разных событий (б) [20]

летающих под углами, близкими к 180° , с импульсами $0,25 \leq P_p \leq 0,64$ $\text{ГэВ}/\text{с}$ построены спектры эффективных масс. Результат изображен на рис.12. В отношении R экспериментальных событий к перемешанным виден пик при массе $M_{pp} = (2,09 \pm 0,01)$ $\text{ГэВ}/\text{с}^2$ с шириной $\Gamma < 25$ $\text{МэВ}/\text{с}^2$. Статистический рейтинг распределения из рис.12,а $R = 73$. Такое маленькое его значение обусловлено плохим разрешением установки по массам ($\Gamma_{\text{уст}} \approx 50$ $\text{МэВ}/\text{с}^2$), хотя статистика на ядре углерода набрана неплохая (≈ 120000 событий).

При отборе протонов без наложения условия большого угла между ними никаких особенностей в спектрах эффективных масс не обнаружено. Упомянем еще, что во всех случаях этого эксперимента протоны летят под углами $70^\circ + 90^\circ$ по отношению к первичному пучку.

Отметим, что в экспериментах с протонным пучком во всех случаях установка имеет довольно плохое среднее по спектру разрешение по массам M_{pp} . Кроме того, имеется источник сильного комбинаторного фона (тяжелые ядра-мишени). Уменьшая комбинаторный фон путем увеличения нижней границы обрезания импульса регистрируемого протона, ав-

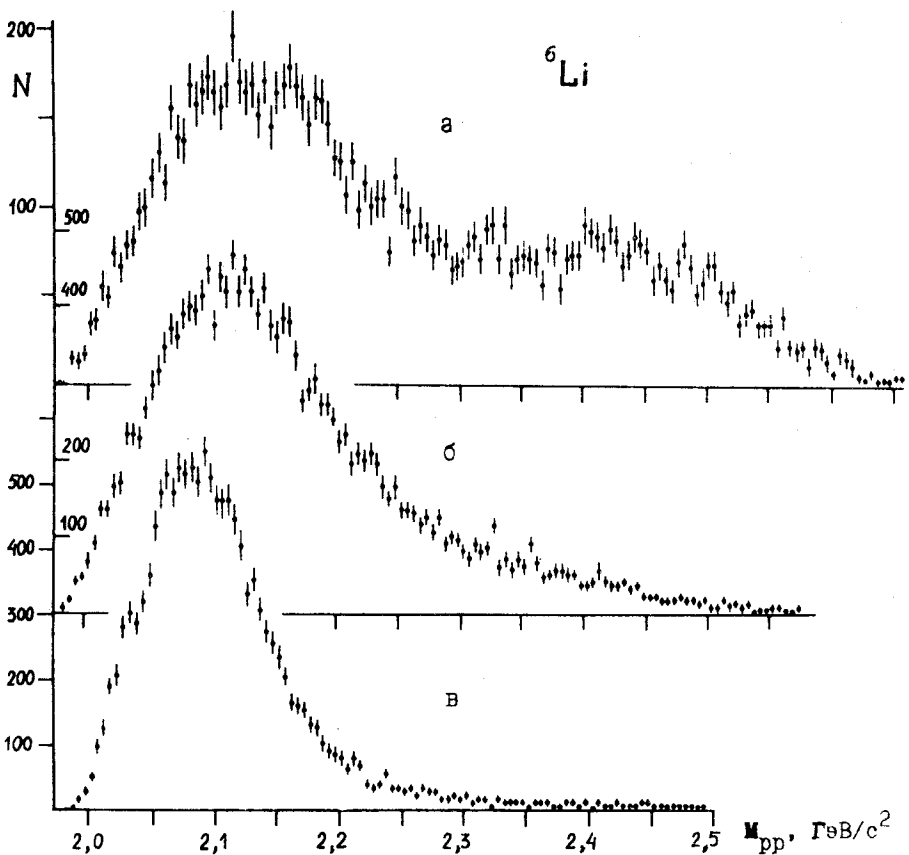


Рис.13. Спектры эффективных масс b - и f -протонов, возникающих в результате взаимодействий протонов с энергией 1 ГэВ с ядрами ${}^6\text{Li}$ при разных угловых положениях f -спектрометра [21]: а) 25° , 11000 событий; б) $39,5^\circ$, 20000 событий; в) 65° , 14000 событий

торы значительно ухудшают разрешение по массам (что видно из рис.2 указанной работы [20]).

В [21] производился поиск сигналов от узких дипротонных резонансов в реакции $(p, 2p)$ при энергии 1 ГэВ с испусканием кумулятивных протонов при взаимодействии с ядрами ${}^6\text{Li}$ и ${}^{12}\text{C}$. Кумулятивными считались протоны, вылетающие в заднюю полусферу. С помощью двух времяпролетных спектрометров измерялись импульсы кумулятивных

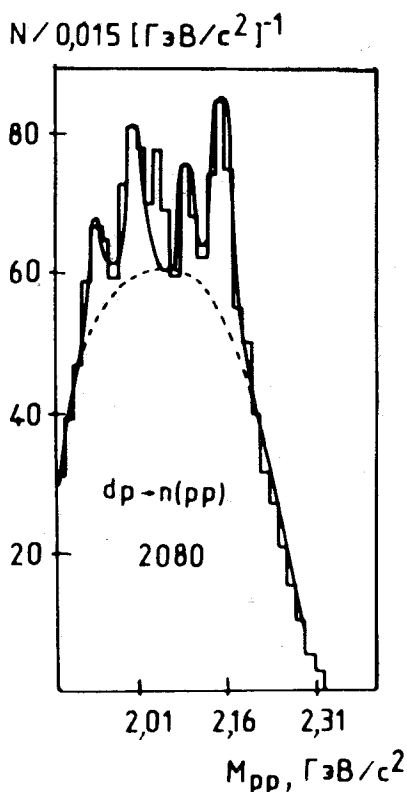


Рис.14. Распределение эффективных масс двух протонов в реакции $dp \rightarrow n(pp)$ из канала с перезарядкой в событиях, где импульсы обоих протонов больше 200 МэВ/с (число событий равно 2080) [21]. Гистограмма — эксперимент, сплошная кривая — аппроксимация, штриховая — вклад фона

протонов и протонов, вылетающих в переднюю полусферу. Распределение эффективных масс пар протонов представлено на рис.13 для ядер ${}^6\text{Li}$ при различных угловых положениях переднего (θ) спектрометра. Авторы не видят эффектов от резонансов, кроме, может быть, некоторой особенности в районе массы $M_{pp} \approx 2,04 \text{ ГэВ}/\text{с}^2$, которая повторяется и в спектрах с углеродной мишенью. Среднее разрешение по массам $\bar{\Gamma}_{\text{уст}} \approx 20 \text{ МэВ}/\text{с}^2$ и поэтому рейтинг работы для рис.13,а, например, равен $R \approx 90$ (то же для рис.13,а,б).

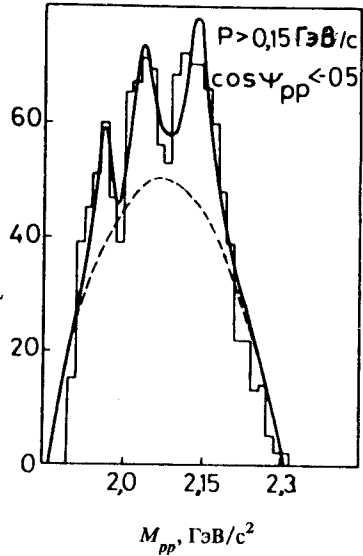
Ряд работ, в которых изучались спектры эффективных масс двух протонов, выполнены с использованием

дейтрона в качестве снаряда или мишени.

В работе [22], явившейся итогом длительных исследований большой группы авторов, использовавших однометровую водородную пузырьковую камеру ЛВЭ ОИЯИ, облучаемую дейтронами с импульсом 3,3 ГэВ/с, сообщено о наблюдении в реакции перезарядки (изменение знака заряда ядра-мишени) $dp \rightarrow (pp)n$ двух особенностей в системе двух протонов с массами (2009 ± 15) и (2153 ± 15) МэВ/с² и ширинами (16 ± 19) и (7 ± 11) МэВ/с² соответственно. Кроме того, отмечались две слабые особенности при массах (1939 ± 15) и (2090 ± 15) МэВ/с² с ширинами (27 ± 13) и (10 ± 12) МэВ/с² соответственно. Распределение эффективных масс двух протонов из указанной реакции представлено на рис. 14. Фоновая кривая — полином второй степени. Статистический рейтинг этого исследования довольно низкий, $R = 30$, что связано с малой статистикой и плохим разрешением по массам ($\bar{\Gamma}_{\text{уст}} \approx 24 \text{ МэВ}/\text{с}^2$).

Рис.15. Распределение эффективных масс двух протонов [23] с импульсами протонов больше 150 МэВ/с и углом раствора больше 120° (1250 событий)

Соб./15 МэВ/с²



В работе [23] в реакции $pd \rightarrow ppn$, отобранной на снимках с 35-сантиметровой дейтериевой камеры, облученной протонами с импульсами 1,669; 1,561; 1,503 и 1,438 ГэВ/с, рассматривались события с кумулятивным нуклоном. На рис.15 изображен спектр эффективных масс двух протонов из событий, в которых импульсы обоих протонов были больше 150 МэВ/с и угол раствора между ними был больше 120° (1250 событий). Фон — полином второй степени. Авторы сообщают о наблюдении трех особенностей с массами (1956 ± 3) , (2035 ± 8) , (2140 ± 9) МэВ/с² и полными ширинами (17 ± 5) , (39 ± 11) и (45 ± 5) МэВ/с² соответственно. К сожалению, разрешение по эффективным массам довольно плохое ($\bar{\Gamma}_{\text{уст}} \cong 25 \text{ МэВ/с}^2$), статистика также невелика и поэтому рейтинг работы $R = 19$. Отметим, что, как и в работе [22], в данном исследовании никак не обоснован выбор в качестве фона полинома второй степени. Между тем описание фоном другого вида (например, полиномом более высокой степени), возможно, привело бы к другим выводам о вкладе и характеристиках резонансов.

Как в этой, так и в других работах не рассмотрена альтернативная гипотеза об отсутствии резонансов, что является, на наш взгляд, категорическим требованием любого поискового эксперимента.

Дейтериевая мишень была использована в работе [24], где она облучалась тормозными γ -квантами с максимальной энергией $K_0 = 520 \text{ МэВ}$.

Была выделена реакция $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$. Характеристики обоих протонов измерены с хорошей точностью с помощью двухплечевого спектрометра времяпролетной методикой. Обнаружен узкий резонанс с массой $M_{pp} = (2014 \pm 2) \text{ МэВ/с}^2$ и шириной $\Gamma < 4,5 \text{ МэВ/с}^2$. В работе достигнуто очень хорошее разрешение по массам ($\sigma_{pp} = 1,9 \text{ МэВ/с}^2$ в области резонанса) и получена большая статистика (всего 315740 событий). Эффект выделяется лучше при отборе событий, когда угол вылета π^- -мезонов по

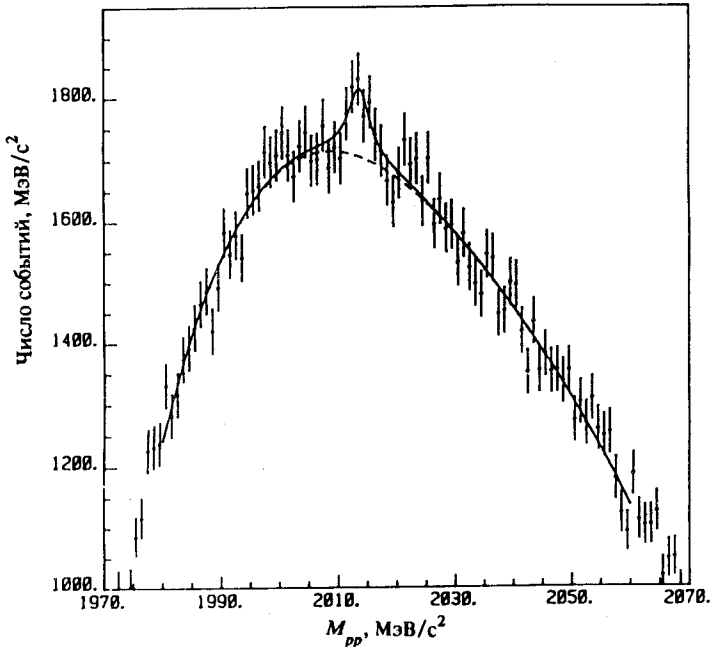
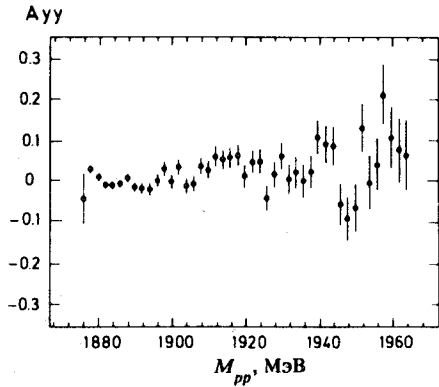


Рис.16. Распределение эффективных масс двух протонов [24] для случаев, удовлетворяющих условию $-0,6 < \cos \theta_{13}^{R_{23}} < 0,6$. Гистограмма аппроксимировалась брейт-вигнеровским резонансом и фоном в виде полинома 4-й степени (штриховая кривая). Значимость пика — 4,7 стандартных отклонения

отношению к протону в системе покоя двух протонов заключен в пределах $-0,6 < \cos \theta_{13}^{R_{23}} < 0,6$ (индексы 1 — π^- -мезон, 2,3 — протоны). Результат представлен на рис. 16. Фон на рисунке — полином четвертой степени. Статистический рейтинг работы $R \cong 3500$.

В работе японских физиков [25] исследовались спектры эффективных масс двух протонов в реакции $dp \rightarrow ppn$ при пяти импульсах первичных дейтронов 1,70; 1,90; 2,06 и 2,28 ГэВ/с с использованием двухплечевого спектрометра сложного аппаратного состава. Как и в работе [22] на водородной камере ЛВЭ ОИЯИ, произведен отбор «зарядообменной» кинематики. В распределении эффективных масс двух протонов не обнаружено особенностей ни при массе 2014, наблюдавшейся в [24], ни при массах 2035 и 2137, наблюдавшихся на водородной камере [26] в 1984 г. Однако надо заметить, что в данной работе не достигнуто

Рис.17. Тензорная анализирующая способность A_{yy} как функция эффективных масс двух протонов из реакции $H(d,pp)X$ [24] при $T_d = 1,722$ ГэВ, $\Delta\theta_d = 0^\circ$. Шаг распределения 2 МэВ



такого высокого разрешения по массам, как в работе [24]. Здесь разрешения по массам примерно в 4 раза хуже. Средний статистический рейтинг работы $R = 660$.

Тензорная анализирующая способность в зависимости от эффективной массы двух протонов измерена в реакции $H(d, pp)X$ при $T_d = 2,1$ ГэВ, $\theta = 17^\circ$ и $T_d = 1,722$ ГэВ, $\theta = 0^\circ$, где θ — угол регистрации пары протонов [27]. В обоих случаях телесный угол для вылета пары $\Delta\Omega \approx 10^{-2}$ ср. На рис.17 представлен результат для $T_d = 1,722$ ГэВ. Авторы приходят к выводу о возможном существовании резонанса при массе двух протонов $M_{pp} = 1945$ МэВ/ c^2 с шириной $\Gamma \cong 8$ МэВ/ c^2 . Этот результат не противоречит измерениям при $T_d = 2,1$ ГэВ. Статистический рейтинг работы, определенный для области с $M_{pp} > 1900$ МэВ/ c^2 , где уменьшен вклад фона по сравнению с областями меньших масс, $R = 430$.

В заключение этого раздела рассмотрим недавнюю работу [28] китайских физиков, в которой проведен поиск дипротонных резонансов с очень малой энергией возбуждения в реакции $dd \rightarrow (BB)^* 2n$ при энергии

падающих дейтронов 15,7 МэВ. Для детектирования протонов использовались два Si(Au)-детектора очень малых размеров. Угол между детекторами мог изменяться и фиксировался с точностью не хуже $0,1^\circ$. Тщательный анализ кинематики dd -взаимодействий и исключительно высокая точность измерения параметров треков событий позволили выделить дипротонный резонанс практически без фона. На рис.18 представлены результаты для распределения по энергии развала дипротонного состояния. Характеристики полученного резонанса: пиковое значение энергии развала резонанса $(0,43 \pm 0,09)$ МэВ, среднее ее значение $(0,45 \pm 0,05)$ МэВ, полная ширина наблюдаемой особенности $(0,14 \pm 0,13)$ МэВ, время жизни состояния $(4,8 \pm 4,3) \cdot 10^{-21}$ с. Статистический рейтинг работы очень

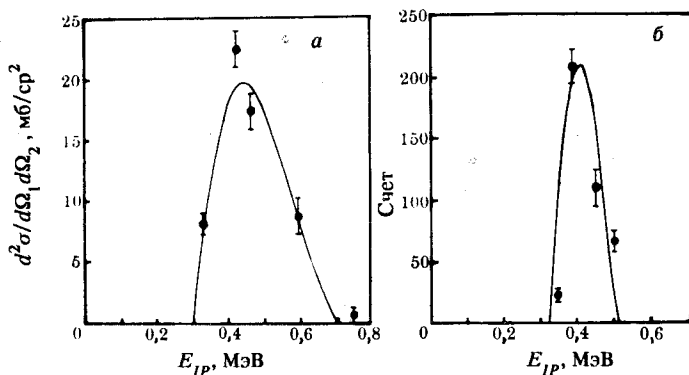


Рис.18. Резонансные дипротонные спектры: а) компланарная геометрия; б) некопланарная геометрия

высок. Если принять для $\Gamma_{\text{разр}} \approx 0,05$ МэВ, а для $\sqrt{N_{\text{фон}}^{s/2}} \approx 1$, то, например, для распределения на рис.18,б, в котором находятся 416 событий, получаем $R \approx 24960$. Это как раз тот случай, когда выделен процесс с очень низким уровнем фона. Отсутствие фона хорошо видно и на графиках, где энергия одного протона отложена относительно энергии другого (см. работу [28]). Мы надеемся на получение новых данных об этом интереснейшем исследовании.

МЕТОД НЕДОСТАЮЩИХ МАСС

Большая серия экспериментов с использованием этого метода проведена французскими исследователями. Последние, наиболее точные результаты относительно pp -резонансов в области масс, больших порога мезообразования ($M_{pp} > 2,012$ МэВ/ c^2), приведены в работе [29]. Изучалась реакция ${}^3\text{He}(p, d)X$ при $T_p = 1,2$ ГэВ для угла вылета дейтронов $\theta_d = 33^\circ$. Недостающая масса M_X восстанавливалась после регистрации дейтронов в спектрометре SPES1. (Подробно о постановке эксперимента и аппаратуре см. в работе [30].) В эксперименте [29] по сравнению с более ранними работами этой группы значительно (примерно в 3 раза) улучшено разрешение по недостающей массе ($\Gamma_{\text{уст}} = 2,4$ МэВ/ c^2) и достигнута статистическая точность $(6+9) \cdot 10^{-3}$ для одного интервала гистограммы.

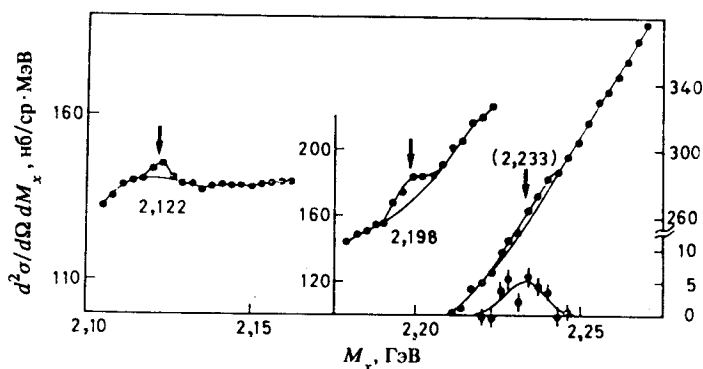


Рис.19. Спектр недостающих масс для $T_p = 1,2$ ГэВ, $\theta_d = 33^\circ$ _{лаб} и $\Delta\theta_d = 1,5^\circ$ из реакции ${}^3\text{He}(p,d)X$ [29]. Шаг распределения 3 МэВ. Кривые соответствуют полиномиальной и полиномиальной плюс гауссовой аппроксимациям. Под стрелкой (2,233) изображена разность между экспериментом и фоном, аппроксимированная гауссианом

Полученные распределения представлены на рис.19. Шаг по недостающей массе равен $3 \text{ МэВ}/c^2$. Фоновые кривые — полиномиальные распределения, полученные при выбрасывании резонансных точек. Степени полиномов подбирались так, чтобы величина χ^2 на степень свободы была равна единице. Аппроксимация распределений проводилась фоном и тремя гауссовыми кривыми.

В результате авторами получены сигналы от трех резонансов с массами $(2,122 \pm 0,001)$, $(2,198 \pm 0,001)$ и $(2,233 \pm 0,0016)$ ГэВ/ c^2 и ширинами (5 ± 1) , (8 ± 1) и (13 ± 3) МэВ/ c^2 соответственно.

На рис.20 показано сравнение результатов работы [29] (•) с ранними результатами (■) этой же группы [30], полученными при облучении ${}^3\text{He}$ -мишени протонами с $T_p = 0,75$ и $T_p = 0,925$ ГэВ, когда дейтроны отдачи регистрировались под углом 40° в лабораторной системе. Совпадение значений масс резонансов хорошее (в пределах ошибок), хотя в ранних работах ширины резонансов были порядка $25 \text{ МэВ}/c^2$, что, по-видимому, связано с худшим разрешением по недостающей массе, о чем мы уже упоминали. Статистический рейтинг представленной работы, определенный из рис.19, $R \approx 5000$.

Работа [31] той же группы авторов выполнена той же методикой, но посвящена поиску резонансов ниже порога мезообразования. Изуча-

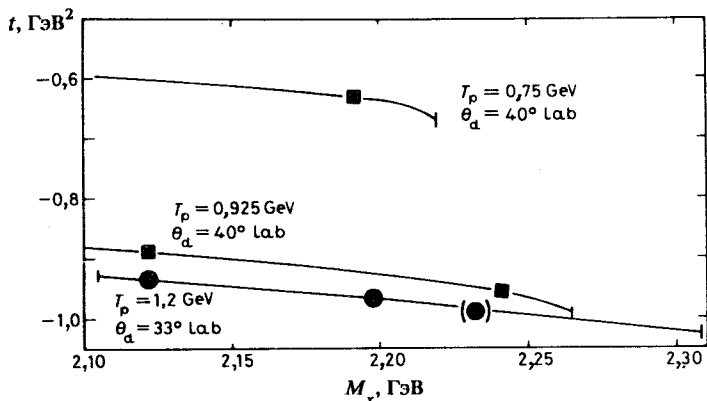


Рис. 20. Массы дибарионных состояний из работы [29] (●) и из ранней работы [30] (■) для ${}^3\text{He}(p,d)X$. Линии соответствуют изученной области недостающих масс. По оси ординат — переданный импульс

лась реакция ${}^3\text{He}(p,d)X$ при $T_p = 0,75$ ГэВ. При этом дейтроны регистрировались спектрометром SPES1 под углом 6° к пучку. Результат представлен на рис. 21. Фон — полином. Аппроксимация распределения гауссовой функцией и фоновым полиномом приводит авторов к заключению о существовании особенности при массе $M_X = (1969 \pm 2)$ МэВ/ c^2 с шириной $\Gamma_{\text{рез}} = (9 \pm 2)$ МэВ/ c^2 . Эффект превышает фон на 3 стандартных отклонения.

Статистический рейтинг, вычисленный из части графика рис.21, где присутствует резонансный эффект, $R \cong 1900$, если учесть статистическую точность в этом районе $\Delta \sigma/\sigma = 3,5\%$ и разрешение $\Gamma_{\text{уст}} \approx 1,5$ МэВ/ c^2 .

Здесь уместно сделать замечание о способе обработки материала в части, касающейся фоновой кривой. Если фоновая кривая на рис.21 проведена, как и в [29], через все точки графика (исключая 19 точек, где расположены резонансы), то можно посчитать, что из оставшихся экспериментальных «фоновых» 63 точек 38 лежат выше фоновой кривой. Причем даже в центральной части рис.21 из 29 точек (все фоновые?) 20 лежат выше фоновой кривой. Элементарные статистические соображения требуют, чтобы в любой области распределения (достаточно широкой) числа отклонений вверх и вниз от правильно проведенной фоновой кривой были приблизительно равны. Более того, в любой области распределения должны удовлетворяться статистические требо-

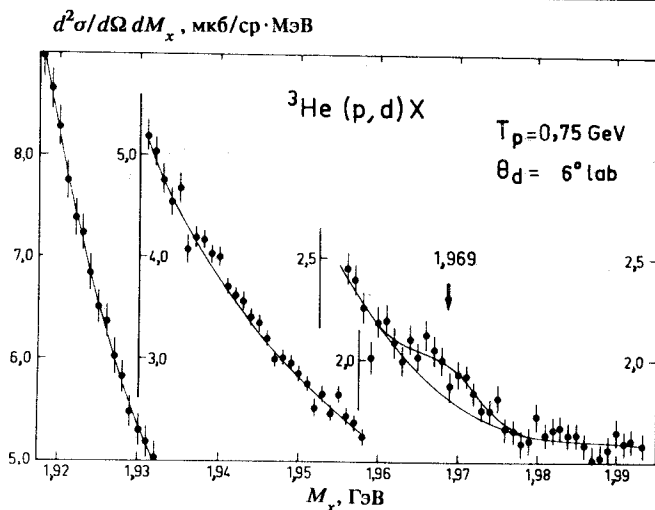


Рис.21. Спектр недостающих масс для реакции ${}^3\text{He}(p,d)X$ при 750 МэВ и $\theta_d = 6^\circ$ [31]. Шаг гистограммы 1 МэВ. Кривые соответствуют полиномиальной и полиномиальной плюс гауссовой аппроксимациям

вания близости $\chi_{d.f.}^2$ к единице и корня из дисперсии этого χ^2 -распределения к $\sqrt{2}$. Подробно эти вопросы рассмотрены в работе [32].

Как мы уже указывали ранее, в работах [29,31], как и во многих других, не рассмотрена альтернативная гипотеза — отсутствие резонанса, не даны статистические оценки вероятности описания представленных распределений чисто фоновыми кривыми.

Приведенные соображения относятся к случаю описания фона математическими кривыми, не содержащими заложенной в эксперименте физической информации, что имеет место, например, в случае построения фона методом перемешивания, где есть, конечно, свои проблемы, но другие (учет законов сохранения энергии-импульса, степень разрушения корреляций и т.д.).

В работе [33], выполненной на LAMPF, была измерена анализирующая способность A_y в реакции ${}^3\text{He}(p,d)X$ при импульсе падающих протонов 1,46 ГэВ/с² с использованием спектрометра высокого разрешения. Дейтроны отдачи регистрировались под углом $22 \pm 1,4^\circ$ в лабораторной системе. Одной из целей этой работы было повторение результатов, полу-

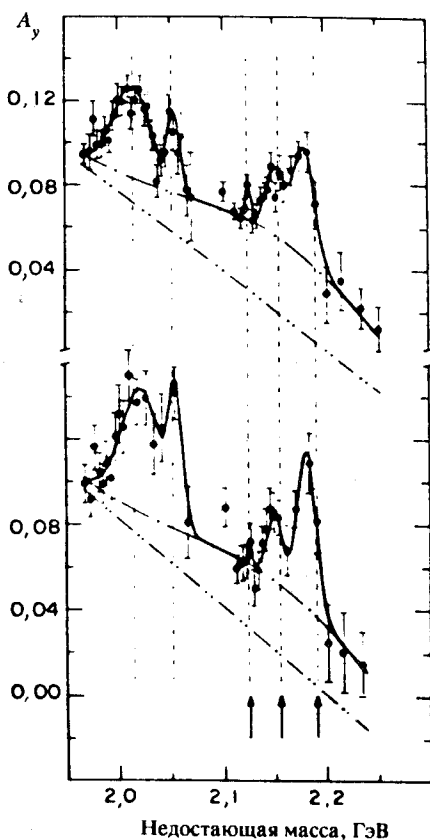


Рис.22. Зависимость A_y от недостающих масс для реакции ${}^3\text{He}(p,d)X$ при $P_p = 1,46$ ГэВ/с, $\theta_d = 22^\circ$ (а). Сплошная кривая — результат аппроксимации, штриховая с двумя точками — полный нерезонансный фон; б) то же — после вычитания фона от «пустой» мишени [33]

ченных французскими физиками [29—31] с использованием более чувствительной, как ожидалось, поляризационной переменной A_y .

Результат представлен на рис.22. Фоновые кривые: штриховая с двумя точками — линейный фон, штрихпунктирная — фон с включением возможного образования в рассматриваемом процессе Δ_{33} -изобары.

Аппроксимация распределений проводилась некогерентной суммой фоновых кривых и пятью гауссовыми кривыми, взятыми в качестве резонансных.

Авторы сообщают о наблюдении пяти резонансов с массами $(2,015 \pm 0,005)$, $(2,054 \pm 0,004)$, $(2,125 \pm 0,003)$, $(2,152 \pm 0,004)$ и $(2,181 \pm 0,005)$ ГэВ/с² и полными ширинами $(0,034 \pm 0,014)$, $(0,011 \pm 0,006)$, $(0,006 \pm 0,007)$, $(0,020 \pm 0,010)$ и $(0,020 \pm 0,008)$ ГэВ/с² соответственно.

Статистический рейтинг работы $R \cong 2140$ (в этом случае он вычисляется путем дифференцирования соответствующего выражения для A_y и определения из известной для A_y абсолютной ошибки числа зарегистрированных событий).

Получено неплохое согласие с данными французских физиков.

Насколько мы знаем, работа [33] — это первая работа, посвященная дибарионным резонансам, в которой для изучения эффекта использована новая величина — поляризационный параметр A_y . Сами авторы рассматривали свои результаты как предварительные, которые, однако, дали им стимул для продолжения исследований. Правда, пока этого продолжения не последовало.

Что касается представленных результатов, то надо отметить малый диапазон исследованных масс с существенным пробелом — отсутствием точек в районе масс $(2,07+2,10)$ ГэВ/ c^2 и резкий обрыв распределения на правом краю спектра, что в первом случае объясняется авторами отсутствием времени, во втором — возможностями аппаратуры. Все это приводит к тому, что в распределении имеется всего около 40 точек с провалом в середине распределения. В этих условиях надежное определение вклада фона и сама процедура аппроксимации распределения с включением 5 резонансов представляются сомнительными.

Тем не менее совпадение с результатами других авторов и, особенно, предложенный новый метод исследования заслуживают всяческого внимания и осмысления.

УПРУГОЕ ПРОТОН-ПРОТОННОЕ РАССЕЯНИЕ

В 1985 году было выполнено прецизионное измерение дифференциального сечения упругого pp -рассеяния на угол $\approx 90^\circ$ в с.ц.м. реакции в диапазоне энергий первичных протонов $T_p = (500+1200)$ МэВ на ускорителе SATURNE [34]. Использовалась струйная водородная мишень и регистрировались оба рассеянных протона. Регистрация упругих случаев производилась непрерывно в процессе изменения энергии в ускорителе. Достигнуто хорошее разрешение по эффективной массе двух протонов (≈ 2 МэВ/ c^2). Шаг построения зависимости упругого сечения от эффективной массы составлял около $2,5$ МэВ/ c^2 . В сочетании с высокой статистической точностью (2,5% в определении сечения в среднем) это выводит данное исследование в ряд наиболее значимых экспериментов в обсуждаемой проблеме (статистический рейтинг $R \approx 4500$).

В работе [34] не получено серьезных указаний на образование дипротонных резонансов в диапазоне эффективных масс $2115 < M_{pp} < 2400$ МэВ/ c^2 .

Мы отметим лишь идеологию постановки эксперимента. Как отмечают сами авторы, работа была направлена на поиск эффектов в условиях максимальных передач импульсов (регистрация под углом $\approx 90^\circ$), что позволяло исследовать эффекты в области $\approx 0,3$ фм, то есть в области пертурбативной КХД. Отсюда можно сделать вывод о том, что в прецизионном опыте обоснована необходимость иных подходов, где изучались бы другие механизмы образования резонансов.

Результаты этого эксперимента широко используются в настоящее время при фазовом анализе данных по упругому протон-протонному рассеянию.

Работа [35] посвящена измерению анализирующей способности в упругом pp -рассеянии в диапазоне энергий $0,7+1,0$ ГэВ. При этом использовалась толстая полиэтиленовая мишень, на которую падали протоны с фиксированной энергией. По мере прохождения мишени протоны теряют свою энергию, и в точке взаимодействия, которая восстанавливается по двум трекам упругого pp -рассеяния, имеют энергию $T_0 - \Delta T$, где ΔT определяется длиной пути протона от начала мишени до точки взаимодействия.

В работе [35] достигнуто высокое разрешение по эффективной массе двух протонов ($\Gamma_{уст} \approx 1,5$ МэВ/с²). Шаг, с которым представлено распределение A_y относительно M_{pp} , приблизительно равен $1,7$ МэВ/с². Учитывая высокую статистическую точность эксперимента, получаем рейтинг $R \approx 5200$ для каждого из 10 измеренных углов рассеяния (в диапазоне $17+35^\circ$). Существенных особенностей в анализирующей способности A_y в зависимости от энергии не наблюдается. Авторы делают вывод о том, что если существуют ранее наблюдавшиеся в других экспериментах резонансы при массах $2,192$ и $2,400$ МэВ/с², то они имеют малую упругость (от $0,02$ до $0,11$ в зависимости от их квантовых чисел).

На протонном синхротроне КЕК была измерена анализирующая способность A_y в упругом рассеянии поляризованных протонов на протонах в диапазоне импульсов падающих протонов $1+2,7$ ГэВ/с [36]. При этом использовалась тонкая нитяная мишень из полиэтилена (30 мкм в диаметре) и регистрировались оба рассеянных протона (под углом $68 \pm 1,5^\circ$ для протона отдачи) в процессе ускорения пучка. Протонный пучок имел степень поляризации $0,44-0,46$. Разрешение по эффективной массе авторы оценивают от 2 МэВ/с² при $M_{pp} \approx 2,15$ ГэВ/с² до 5 МэВ/с² при $M_{pp} \approx 2,3$ ГэВ/с². Абсолютная точность измерения $\Delta A_y \approx 0,01$. Результат показан на рис.23. Фоновая кривая, показанная точками, — полином четвертой степени. Описание распределения одной фоновой кривой имеет вероятность $\sim 2,5\%$. Поэтому для полного описания в процедуру аппроксимации включены два резонанса. В результате получено, что особенности имеют центральные значения масс (2160 ± 3) и (2192 ± 3) МэВ/с² и ширины 14 и 13 МэВ/с² соответственно. Статистический рейтинг работы [36], определенный из рис.23, $R = 4300$.

Подробный анализ данных [36], основанный на исследовании интерференционных эффектов предполагаемого резонанса с фоном, проделан в работе [37], где показано, что для объяснения эффекта, наблюдавшегося в [36], требуется присутствие резонанса с массой $M_{pp} \approx 2,160$ ГэВ/с² в состояниях 3P_2 , 3F_3 или 3H_5 , причем более предпочтительными являются

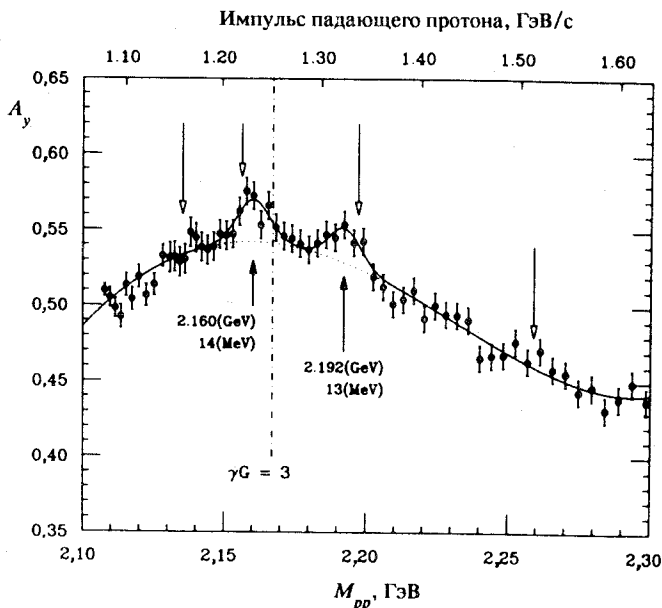


Рис. 23. Зависимость A_y для упругого pp -рассеяния от инвариантной массы двух протонов для $P_p < 1,63$ ГэВ/с [36]. Сплошная кривая — аппроксимация суммой полинома 4-й степени (фон) и двумя резонансными кривыми в виде гауссианов. Стрелки выше кривой — предсказания модели М.Н.МсГрегора

состояния 3F_3 и 3H_5 . Параметры этих двух состояний: для 3F_3 $M_{pp} = 2,160$ ГэВ/с², $\Gamma = 10$ МэВ/с², $\Gamma_{pp}/\Gamma_{tot} = 0,14$; для 3H_5 $M_{pp} = 2,158$ ГэВ/с², $\Gamma = 10$ МэВ/с², $\Gamma_{pp}/\Gamma_{tot} = 0,06$.

Включение таких состояний в анализ данных для реакций $\pi d \rightarrow \pi d$ и $pp \rightarrow \pi d$ улучшает согласие теоретических расчетов с экспериментами. Это же относится и к сравнению расчетов и эксперимента [34].

Подобный же анализ проделан в работе [38], где данные [36] рассмотрены вместе с измерениями [34] и измерениями полного сечения pp - и pn -рассеяния. В результате авторы оставляют возможность для существования резонансов с характеристиками $M_{pp} = 2,158$ ГэВ/с², $\Gamma = 10$ МэВ/с², упругость $\eta = 0,04$ для 3P_2 -волны, $M_{pp} = 2,165$ ГэВ/с², $\Gamma = 15$ МэВ/с², $\eta = 0,10$ для 3F_3 -волны, $M_{pp} = 2,160$ ГэВ/с²,

$\Gamma = 15 \text{ МэВ}/c^2$, $\eta = 0,03$ для ${}^3\text{H}_5$ -волны. Правда, нет оценки достоверности каждой из гипотез в отличие от предыдущей работы [37].

В работе [38] приведены результаты исследований, подтверждающие отсутствие деполяризующего эффекта в области машинного резонанса $\gamma G = 3$ (рассмотрены инклюзивные реакции, отличные от упругого pp -рассеяния), расположенного около резонансного пика при массе $M_{pp} = 2,160 \text{ ГэВ}/c^2$ (рис. 23).

На ускорителе SATURNE была измерена анализирующая способность в упругом pp -рассеянии [39] в той же области энергий первичного пучка (556+725 МэВ), что и в эксперименте [36], с использованием поляризованного протонного пучка. Четырнадцать значений энергий введенного пучка были разбиты (каждое значение) на более мелкие энергетические интервалы путем введения в пучок тонких поглотителей разной толщины. Далее изучалось упругое рассеяние протонов на водородной мишени в узком интервале энергий. Рассеянные протоны вылетали под углом $19,1^\circ$. Шаг по эффективной массе $\approx 0,8 \text{ МэВ}/c^2$, разрешение аппаратуры $\Gamma_{\text{уст}} \approx 1,5 \text{ МэВ}/c^2$. Статистическая точность в измерении анализирующей способности была $\Delta A_y \approx 6,5 \cdot 10^{-4}$. Отсюда получается очень высокий статистический рейтинг работы $R \approx 500000$. Результат представлен на рис.24. Авторы не находят оснований для существования резонансов с массами $2,160 \text{ ГэВ}/c^2$ и $2,192 \text{ ГэВ}/c^2$, в отличие от [36]. Распределение рис.24 аппроксимировалось полиномами третьей и четвертой степеней. Величина χ^2 на степень свободы таких описаний равна 2,1 и 1,9 соответственно. При ошибке в χ^2 порядка 0,1 полученные значения χ^2 очень сильно отличаются от единицы. Авторы приписывают это отличие присутствию систематических ошибок, уровень которых сравним со статистическими.

Было бы очень интересно продолжить аппроксимацию полиномами более высоких степеней и убедиться в отсутствии широких (с учетом шага представленного на рис.24 распределения) особенностей в области масс, рассмотренных в работе [36].

В работах [40,41] измерено дифференциальное сечение упругого pp -рассеяния в зависимости от энергии в диапазоне $T_p = (116+119) \text{ МэВ}$ (соответствующий диапазон по эффективным массам $\approx 1935+1973 \text{ МэВ}/c^2$).

Протоны отдачи регистрировались под углом $72^\circ \pm 0,3^\circ$ телескопом из двух полупроводниковых кремниевых детекторов, измеряющих как потери энергии в первом тонком детекторе, так и полную энергию частицы, оставленную в обоих детекторах. Упруго рассеянные протоны мониторировались по упруго рассеянными дейтронам из мишени (мишень — смесь

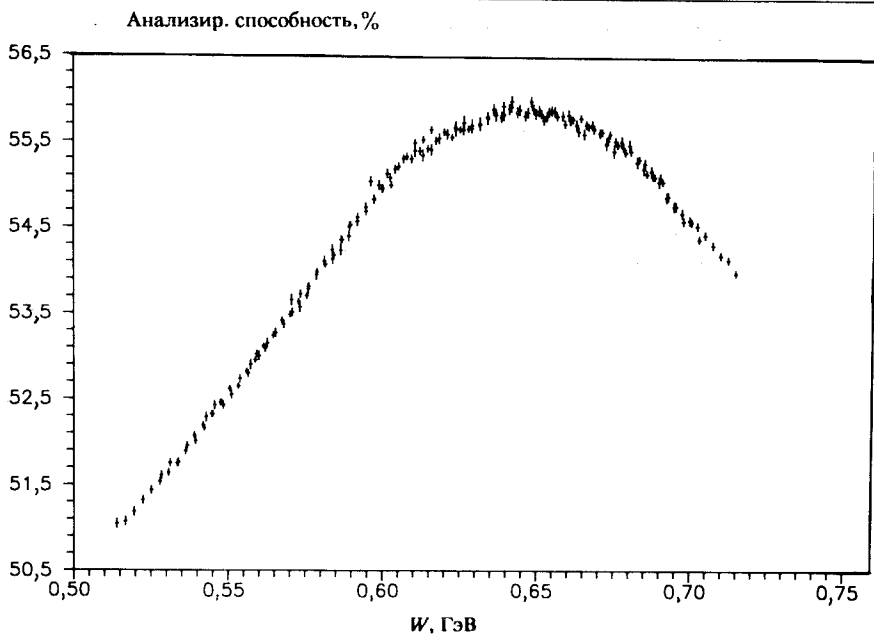


Рис.24. Полная нормированная функция возбуждения для анализирующей способности [39]

обычного и дейтерированного полиэтилена) и по протонам, возникающим от взаимодействия пучка с углеродом мишени. Тонкая мишень ($\approx 2,5$ мкм) помещалась внутри прямолинейного промежутка синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ.

Энергия пучка в месте сброса на мишень менялась непрерывно при изменении магнитного поля ускорителя и контролировалась с помощью магнитного индукционного датчика с точностью $\approx 0,4$ МэВ ($\approx 0,2$ МэВ/с² в эффективной массе двух протонов). Полное среднее по спектру разрешение по эффективной массе двух протонов $\approx 0,26$ МэВ/с².

На рис.25 представлено нормированное распределение отношений чисел упругих и неупругих протонов. В работе отмечены особенности при массах $(1936 \pm 0,3)$, $(1951 \pm 0,3)$, $(1958 \pm 0,3)$ и $(1971 \pm 0,5)$ ГэВ/с² с ширинами $(0,014 \pm 0,04)$ МэВ/с², превышающие фон на 3—4 стандартных отклонения.

Статистический рейтинг, определенный из рис.25, $R \approx 115000$.

Отмеченными работами практически исчерпываются эксперименты, направленные на поиск узких дипротонных резонансов в упругом рассеянии протонов. Мы имеем в виду эксперименты, выполненные с высоким

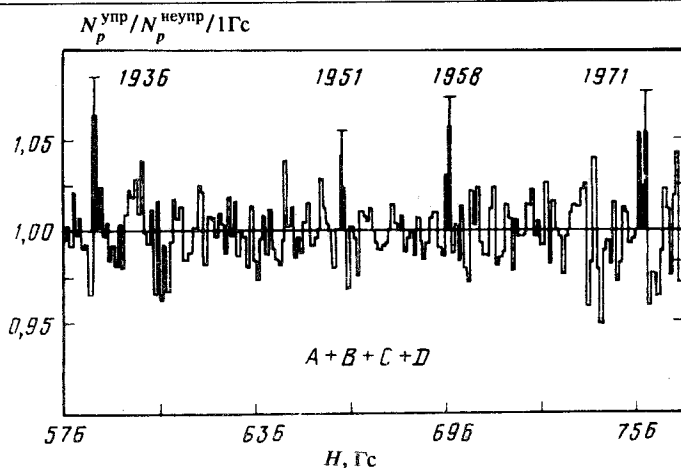


Рис.25. Нормированное распределение отношений чисел упруго рассеянных протонов к протонам из неупругих событий, зарегистрированное под углом $\theta = 72^\circ$ [41]

разрешением по массам и имеющие хорошую статистическую обеспеченность. Видно, что ситуация здесь далеко не ясна. Возможно, что резонансы имеют малые упругости и плохо проявляются в экспериментах такого рода. С другой стороны, опыты по измерению дифференциальных сечений очень трудны в интерпретации из-за целого ряда интерференционных эффектов как с фоном, так и между самими резонансами. Здесь требуется тщательный многоканальный фазовый анализ.

Интересно посмотреть с точки зрения существования узких резонансов на данные по полным сечениям pp -рассеяния. В работе [42] построена зависимость полного сечения pp -взаимодействий от кинетической энергии протонов с шагом $T_p \approx 2$ МэВ с использованием данных [43,44]. Результаты изображены на рис.26. Там же стрелками указаны значения эффективных масс, при которых в сечениях имеются какие-то нерегулярности. Отметим, во первых, что имеющиеся данные совершенно недостаточны, с точки зрения сегодняшнего дня, чтобы делать заключения об отсутствии или наличии резонансов, во-вторых, имеющиеся нерегулярности расположены при значениях эффективных масс, близких к наблюдавшимся в различных экспериментах.

На рис.26 изображена энергетическая область до порога мезообразования. Для больших энергий статистическая обеспеченность данных еще более плохая. Таким образом, физическому мировому сообществу, если оно серьезно будет решать проблему дибарионов, надо заново измерить, казалось бы, хорошо известные величины.

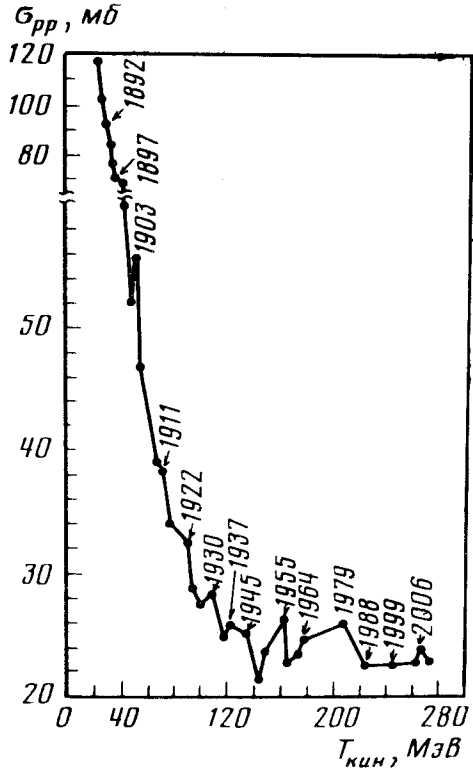
Рис.26. Сечение pp -рассеяния в зависимости от кинетической энергии протонов в лабораторной системе [42]

Принципиально другая возможность для доказательства существования резонансов и определения их характеристик рассмотрена в работе [45], где показано, что в упругом рассеянии протонов, в случае образования резонанса, возникает специфическое тормозное излучение γ -квантов. Физика процесса связана с образованием «компаунд»-системы с определенным временем жизни. В [45] показано, что в случае рассеяния вперед отсутствует фон обычного мгновенного тормозного излучения. Особенно интересен случай, когда начальная энергия протонов больше энергии, при которой возникает резонанс. В данном случае в спектре γ -квантов появляется линия при энергии $E_\gamma = \tilde{E}_0 - E_{\text{рез}}$, где \tilde{E}_0 — первичная энергия пучка.

В таких исследованиях облегчается интерпретация эффекта от резонанса, и можно определить ряд его квантовых чисел. Мы считаем, что исследования дипротонных (и других) узких резонансов, в условиях их малой ширины и большой плотности, а также наличия большого фона в традиционных постановках опытов, должны использовать такой мощный метод, как γ -спектроскопия, могущий обеспечить, как следует из работы [45] и ранее упоминавшихся исследований $pp\gamma$ -систем [9,10], совсем другой уровень получения знаний — в условиях значительного ослабления фона.

ФОТО- И ЭЛЕКТРОДЕЗИНТЕГРАЦИЯ ДЕЙТРОНОВ

В реакциях фото- и электродезинтеграции заключения о появлении дибарионных резонансов с изотопическим спином $T = 1$ получаются после теоретического анализа результатов. Поэтому мы остановимся



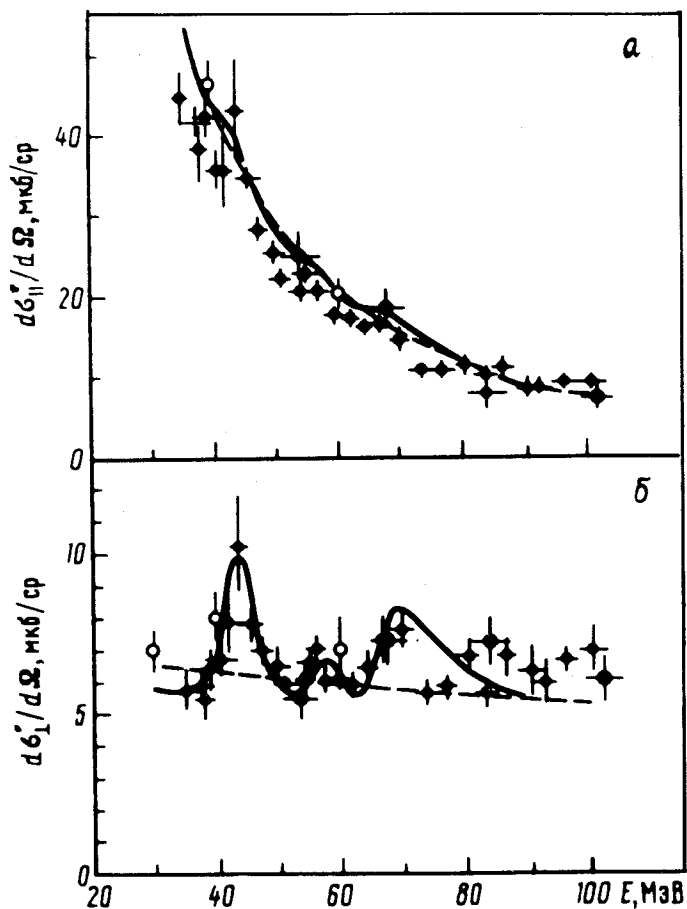
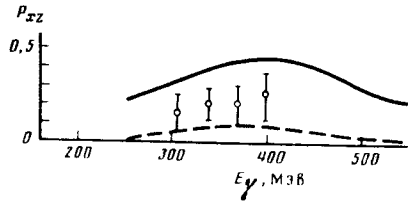


Рис.27. Дифференциальные сечения реакции фоторасщепления дейтрона поляризованными фотонами [46]: а) $d\sigma_{||}^0$; б) $d\sigma_{\perp}^0$. Данные приведены вместе с данными других работ (\bullet), (\circ) — см. ссылки в [46]). Результаты теоретических расчетов усреднены по энергетическому разрешению установки

лишь на работах, в которых сделаны определенные выводы об образовании резонансов с таким изотопическим спином.

В [46] представлены результаты измерений сечений реакции $\gamma d \rightarrow pn$, вызванной фотонами, поляризованными продольно и перпендикулярно плоскости реакции. При этом регистрировались протоны, выле-

Рис.28. Энергетическая зависимость составляющих вектора поляризации P_{xy} и P_y из реакции $\gamma d \rightarrow pn$ для угла $\theta_p = 65^\circ$ в с.ц.м. [47]: (о) — эксперимент, кривые: сплошная — теоретические расчеты из [48] с учетом дибарионных резонансов, штриховая — без учета резонансов



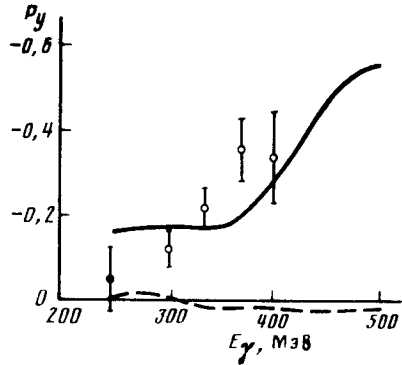
тающие под углом $\theta_p = 90^\circ$ в с.ц.м. реакции. Энергия первичных фотонов менялась в диапазоне 30+100 МэВ. Среднее энергетическое разрешение установки по энергии фотонов равнялось $\approx 3,7$ МэВ. Результат измерения сечения продольно- и перпендикулярно-поляризованных фотонов в зависимости от их энергии представлен на рис.27. После теоретического анализа авторы приходят

к выводу о возбуждении трех резонансов с изотопическим спином $T = 1$, с массами 1919,5; 1933; 1942 МэВ/ c^2 и полными ширинами 4,5; 2,7; 6,6 МэВ/ c^2 соответственно. Квантовые числа резонансов 0^+ , 2^+ и 2^+ .

В распределении $d\sigma_{\parallel}$ подобных особенностей нет, что объясняется малостью вкладов магнитных переходов в эту переменную.

Статистический рейтинг работы [46] $R \approx 250$. На рис.27 штриховой линией изображен ход сечений $d\sigma_{\parallel}$, $d\sigma_{\perp}$ — в случае без учета резонансов. Видно, что такой вариант теории далек от описания экспериментальных данных.

В работе [47] реакция $\gamma d \rightarrow pn$ изучалась в пучках поляризованных фотонов с вектором поляризации, направленным под углом 45° к плоскости реакции в диапазоне энергии фотонов 290+420 МэВ. При этом регистрировались обе конечные частицы. Протоны отбирались под углом 65° в с.ц.м. реакции. На рис.28 представлены результаты измерения поляризации фотонов в плоскости реакции (P_{xy}) и перпендикулярно плоскости реакции (P_y). Сплошные кривые на рисунках — теоретические расчеты с включением девяти резонансов (шесть с $T = 1$ и три с $T = 0$), штриховые — без включения резонансов [48]. Этот же набор резонансов использовался для описания ранее полученных данных при $E_\gamma = 310+450$ МэВ с регистрацией протонов под углом 75° в с.ц.м. реакции [49]. Массы пяти тре-



буемых резонансов расположены в области $2050+2470 \text{ МэВ}/c^2$, их полные ширины $\Gamma \approx 50+195 \text{ МэВ}/c^2$ и набор спинов — от 0 до 4.

Статистический рейтинг работ [47,49] очень мал ($R \approx 5$) и поэтому результаты можно считать предварительными. Но картина повторяется в обоих экспериментах.

В работе [50] измерялись различные поляризационные характеристики в реакции $\gamma d \rightarrow pn$ при энергии γ -квантов в области $300+700 \text{ МэВ}$ с использованием поляризованных дейтронов в качестве мишени. Изменялись различные поляризационные характеристики в условиях регистрации протонов под углами 70° , 100° и 130° в с.ц.м. реакции. Поляризация протонов $P(\theta)$ для своего объяснения требует включения в теоретический анализ двух дибарионных резонансов с изотопическими спинами $T = 1$ ($M_1 = 2140 \text{ МэВ}/c^2$; $\Gamma_1 = 100 \text{ МэВ}/c^2$ и $M_2 = 2220 \text{ МэВ}/c^2$; $\Gamma_2 = 100 \text{ МэВ}/c^2$) и одного с $T = 0$ ($M_1 = 2350 \text{ МэВ}/c^2$; $\Gamma_1 = 200 \text{ МэВ}/c^2$). В этой же работе приведено сравнение с другими данными.

Статистическая значимость работы невелика, но в совокупности с другими данными можно сделать вывод о необходимости включения дибарионных резонансов в теоретический анализ.

Очень интересные результаты можно ожидать из экспериментов, предварительные результаты которых описаны в работе [51]. Привлекательна здесь сама установка — спектрометр TAGX, имеющий угловой акцептанс π ср и способный регистрировать и идентифицировать заряженные частицы из реакций $\gamma d \rightarrow \pi^- X$, $\pi^- pp$, $\pi^- \pi^+ d$, $\pi^- \pi^0 pp$, $\pi^- \pi^+ nr$. Эксперименты проводятся на электронном синхротроне в Токио. В работе приведены предварительные результаты из реакций $\gamma d \rightarrow \pi^- X$ и $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$ при энергии γ -квантов $E_\gamma = 0,34+0,63 \text{ ГэВ}$. При массе двух протонов или недостающей массе M_X виден пик в районе $M_X = 1950 \text{ МэВ}/c^2$. Однако пока статистический рейтинг работы мал ($R \approx 35$) из-за плохой статистической точности и недостаточно хорошего разрешения. Но, подчеркиваем, результаты — сугубо предварительные.

Что касается экспериментов по электродезинтеграции дейтронов, мы отсылаем читателя к обзору [52], где обсуждаются эксперименты физиков из Харькова и SLAC. В этих экспериментах в рассеянии электронов на дейтронах под большими углами обнаружены структуры, которые могут быть отождествлены с дибарионными резонансами с массами в области от 1922 до $1989 \text{ ГэВ}/c^2$. Однако однозначного заключения об их изотопическом спине не сделано. Интересный вывод из рассмотренных работ получен относительно переходного радиуса, характеризующего размер изучаемой системы, $\langle r^2 \rangle^{1/2} \approx (0,7 \pm 0,1) \text{ фм}$. Это меньше среднеквадра-

тичного радиуса протона. Если эта величина характеризует область взаимодействия, в которой разыгрываются резонансные явления, то она очень близка к оценкам, полученным нами [6], и определяет область двухпионного обмена.

Пока статистические рейтинги представленных работ не очень велики ($R \cong 150$), но, как отмечается в работе [53], посвященной теоретическим аспектам реакции электродезинтеграции дейтронов, такие реакции, особенно с поляризованными электронами, могут оказаться очень чувствительными к вкладам дибарионов.

РЕАКЦИИ $\pi^+ d \leftrightarrow pp$

Подробный анализ таких реакций мы делать не будем, так как на эту тему имеется обзор [54]. Отметим только, что ранее исследования этих процессов не были направлены на поиск узких дипротонных резонансов, то есть не имеют достаточной статистической и энергетической точности.

Здесь мы рассмотрим несколько работ, выполненных в последнее время и имеющих уже присмлемые для решения проблемы дибарионов параметры.

В работе [55] изучалась реакция $\pi^+ d \rightarrow pp$ в диапазоне энергий падающих π^+ -мезонов 60+300 МэВ. Энергия менялась с шагом 3 МэВ в диапазоне 60+200 МэВ и 5 МэВ — выше 200 МэВ. При этом регистрировались протоны, вылетающие под углом 70° в лабораторной системе ($\theta_p \approx 90^\circ \pm 2^\circ$ в с.ц.м. реакции). Разрешение установки по энергии первичного пучка в среднем $\Gamma_{уст} \approx 2,5$ МэВ. На рис.29 приведен полученный результат — относительный выход протонов под углом $\theta_p = 90^\circ$ в с.ц.м. реакции в зависимости от энергии первичных π^+ -мезонов. Авторы отмечают отсутствие каких-либо значимых особенностей в области эффективных масс 2060+2280 МэВ/с². Статистический рейтинг работы $R \cong 2300$.

Тщательный анализ полученного экспериментального результата еще предстоит сделать после появления подробного описания эксперимента. В этой связи хотелось бы упомянуть работу японских теоретиков [56], в которой проведен анализ экспериментальных данных для связанных каналов pp , πd , $N\Delta$ и из которой следует возможность существования дибарионных резонансов в области 2,06+2,170 ГэВ/с² с ширинами от 60 до 160 МэВ/с². Наибольшая вероятность проявления таких резонансов установлена в канале $N\Delta$. Авторы отмечают, что данные могут быть проанализированы с привлечением гипотезы о ширине резонансов ≤ 10 МэВ/с²,

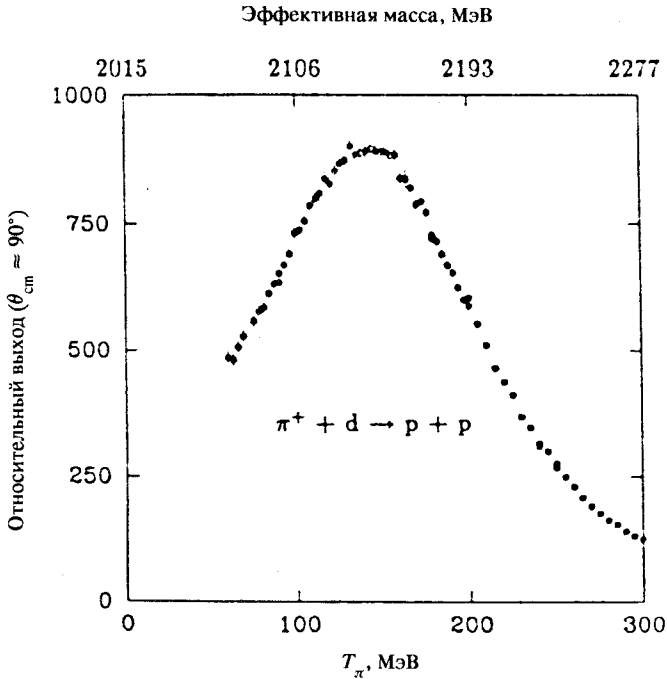


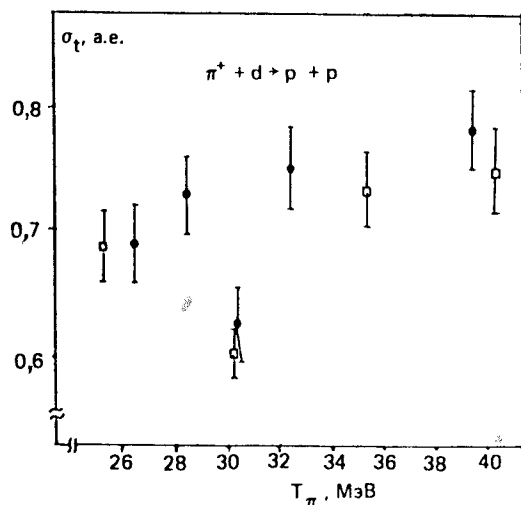
Рис.29. Выход протонов из реакции $\pi^+ d \rightarrow p p$ под углом $\theta_{\text{лаб}} = 75^\circ$ в зависимости от энергии падающих π^+ -мезонов [55]

но тогда канал $N\Delta$ получается подавляющим по сравнению с каналами pp или πd .

В работе [57] исследовался выход π^+ -мезонов под углами 90° , 115° и 115° в реакции $\text{Cu}(p, \pi^+)X$ при энергиях падающих протонов 326, 344, 352, 353, 361, 369 и 409 МэВ. Наблюдается anomalно большой выход π^+ -мезонов при всех отмеченных углах при энергии около 350 МэВ, что может свидетельствовать об образовании дибарионных резонансов с массой либо $2220 \text{ МэВ}/c^2$ (взаимодействие с целым ядром), либо $2040 \text{ МэВ}/c^2$, если взаимодействие происходило с одним нуклоном в покое. Ширина резонанса $\Gamma_{\text{рез}} \leq 2,5 \text{ МэВ}/c^2$. Статистический рейтинг работы $R \cong 120$.

Те же авторы осуществили исследование в обратной постановке опыта: π^+ -мезоны с энергией $26+39 \text{ МэВ}$ падали на ядро углерода ^{12}C и регистрировались два протона в конце реакции [58]. Использовалась ус-

Рис.30. Энергетическая зависимость полного сечения реакции $\pi^+ d \rightarrow pp$: (•) — полученные результаты [59], (◻) — данные [60]



тановка, покрывающая телесный угол $0,7 \cdot 4\pi$. Произведен отбор событий квазидейтронного механизма реакции $\pi^+ d \rightarrow pp$. В сечении реакции имеется резкий выброс при $T_{\pi^+} = (28,5 \pm 0,5)$ МэВ.

Ширина особенности $\Gamma < 3$ МэВ. Одной из возможностей объяснения эффекта является образование дибарионного резонанса с массой $M_{\text{рез}} \approx 2,04$ ГэВ/ c^2 . Однако можно привлечь для объяснения и другие ядерные механизмы. Статистический рейтинг работы $R \approx 170$.

Для выявления причин резкого выброса в выходе π^+ -мезонов теми же авторами проведен эксперимент с использованием мишени из чистого дейтерия [59]. Предварительный результат представлен на рис.30 вместе с более ранними данными [60]. Получено подтверждение эффекта, наблюдавшегося в [58]. Выброс расположен при $T_{\pi^+} = 30$ МэВ, что соответствует возбуждению дипротонного резонанса с массой $\Gamma_{\text{рез}} \approx 2,042$ ГэВ/ c^2 . Статистический рейтинг работы $R \approx 150$.

Для выявления причин резкого выброса в выходе π^+ -мезонов теми же авторами проведен эксперимент с использованием мишени из чистого дейтерия [59]. Предварительный результат представлен на рис.30 вместе с более ранними данными [60]. Получено подтверждение эффекта, наблюдавшегося в [58]. Выброс расположен при $T_{\pi^+} = 30$ МэВ, что соответствует возбуждению дипротонного резонанса с массой $\Gamma_{\text{рез}} \approx 2,042$ ГэВ/ c^2 . Статистический рейтинг работы $R \approx 150$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Чтобы обзор не явился простым перечислением фактов, мы попытаемся сделать некоторые обобщения и выводы. При этом мы будем следовать рекомендациям древнего арабского философа, который утверждал, что исследователям нового явления необходимо ответить на четыре вопроса: существует ли это? что это? каково это? почему это?

Для ответа на первый вопрос мы представляем рис. 31. Горизонтальными черточками отмечены положения масс резонансов, наблюдавшихся в соответствующей работе. Все наблюдения спроектированы на одну вертикальную линию на правой стороне графика. Штриховками отмечены

ны полосы с ширинами ± 3 МэВ/с² до массы 2,016 ГэВ/с² и ± 4 МэВ/с² выше этой массы, в которые попадают не менее двух измеренных масс резонансов. На вертикальной линии проекции видны сгущения точек. Средние значения масс резонансов из сгущений отмечены на графике. Всего в графике содержится 55 измерений. Если не считать две самые крайние — левую и правую точки, где просто нет других экспериментов, то из оставшихся 53 точек только 8 (15%) не находят себе хотя бы одного партнера в пределах $\pm 3,5$ МэВ/с². Отклонения от фона во всех экспериментах (за исключением трех точек) превышают три стандартные ошибки и в отдельных случаях достигают 5—7 ошибок.

Таким образом, с достаточно большой вероятностью можно говорить о существовании пятнадцати особенностей в эффективных массах двух протонов в диапазоне масс от 1876 до 2300 МэВ/с².

В табл.2 приведены рейтинги работ, включенных в рис.31. Они везде составляют $R \geq 30$. Этот отбор привел к тому, что из шестнадцати рассмотренных работ только шесть представляют камерную методику. Работы, выполненные камерной методикой, в основном, имеют более низкий рейтинг, чем выполненные электронной методикой, но, имея в руках полную информацию о событии, физики-«камерщики» могут искать и находят наиболее выгодные условия для наблюдения эффектов (превышение эффекта над фоном в камерных работах в несколько раз выше, чем в электронных). Кроме того, в их руках находится мощный аппарат построения фона — перемешивание.

Как видно из рис.31, значения масс резонансов повторяются, независимо от использованной методики наблюдения, с большой точностью.

В восьми работах с рейтингом $R \geq 30$, опубликованных в рассматриваемый период, получен отрицательный результат, то есть не наблюдаются эффекты от резонансов.

Таблица 2

Номер работы, метод	Рейтинг	Номер работы, метод	Рейтинг
6 К	1000	27 Э	430
8 К	80	29 Э	5000
10 К	145	31 Э	1900
13 К	172	33 Э	2140
14 К	34	36 Э	4300
20 Э	73	41 Э	115000
22 К	30	46 Э	250
24 Э	3500	59 Э	150

Однако в работах [7,21,25] мы обнаруживаем плохое разрешение по массам, в работах [15,20] не применены обычные для исследований на ядрах усиливающие критерии (обрезание по импульсам протонов, угол их разлета) и можно думать о большой примеси фона.

Серьезного внимания заслуживают данные французских физиков по измерению анализирующей способности в упругом pp -рассеянии [35,39]. Эти работы имеют высокий рейтинг, но их результаты противоречат результатам японских физиков [36,38]. Мы думаем, что специалисты-«электронщики» лучше нас поймут причины расхождений. Наши опасения связаны с использованием толстых мишеней в экспериментах французских коллег, что может приводить к серьезным трудностям в стыковке данных из разных энергетических интервалов.

Не возникает методических вопросов к работе [55] К. К. Seth et al., тем более что подробности работы нам пока неизвестны. Обсуждение этого результата необходимо вести на теоретическом уровне, рассматривая набор диаграмм для $\pi d \rightarrow pp$ и их поведение в условиях данного опыта (энергетический ход, парциальный вклад, вклад в условиях большой передачи импульса, как в эксперименте [55]).

Как следует из анализа [56], канал $\pi d \rightarrow pp$ — не самый лучший для поиска узких дибарионных резонансов (имеет небольшую парциальную ширину). При уменьшении ширины резонанса его вклад еще падает и в результате получает подавляющее преимущество канал $NN \rightarrow N\Delta$. Тогда приоритет за процессами, где, хотя бы виртуально, присутствует этот последний канал реакции. Его проявления в процессах $\pi d \rightarrow pp$ требуют специального исследования.

Исходя из имеющихся данных и изложенных замечаний, мы приходим к выводу о необходимости положительного ответа на первый вопрос научного исследования — да, эффекты от узких дипротонных резонансов существуют.

Что это за эффекты? Мы уже обсуждали возможные кинематические отражения от резонансов. Исследовать их очень сложно в инклюзивных постановках экспериментов, но вполне возможно в эксклюзивных. Вопросы снимаются при обнаружении узких структур, так как отражения обычно обладают довольно большой шириной. Но они остаются проблемой для экспериментов с плохим разрешением.

Второй эффект, обсуждавшийся в литературе, — пороговые явления. Действительно, сильная особенность при массе $2015 \text{ МэВ}/c^2$, подтвержденная в четырех совершенно различных экспериментах, может быть связана с порогом рождения одного π -мезона ($2m_p + m_{\pi^+} \approx 2017$). Сумма масс двух протонов и двух заряженных мезонов равна $2m_p + m_{\pi^+} = 2157$ — значение, при котором также есть сгущение экспериментальных то-

чек, $2m_p + 3m_{\pi^0} \approx 2282$, $M_{\Delta} + m_p = 2174$ и так далее. При всех этих массах наблюдаются сигналы.

Дело осложняется тем, что влияние порогов может сказываться в других областях масс, расположенных в стороне от точного порогового значения. По этим вопросам существует теоретическая работа [61], к которой мы и отсылаем читателя.

Однако целый ряд особенностей наблюдается ниже порога мезообразования. Выше порога мезообразования также видно много эффектов при значениях масс, далеких от порогов (например, при массах в диапазоне $2044+2053$ МэВ/ c^2). Эти особенности имеют малые ширины и, по-видимому, их трудно объяснить пороговыми механизмами.

И все же для окончательного решения вопроса о природе особенностей необходимо определить квантовые числа резонансов, без чего возможности для спекуляций достаточно велики.

Здесь мы подходим к третьему вопросу: каковы свойства обнаруженных явлений?

Из данных, рассмотренных в этом обзоре, следует, что экспериментальные ширины резонансов сравнимы с экспериментальным разрешением. Процедура извлечения истинных ширин из экспериментальных данных очень неопределенна. Здесь затруднительно применение простых математических операций. Для извлечения истинных ширин нужны точные численные расчеты, требующие, во-первых, хорошего знания вида функции разрешения аппаратуры, во-вторых, достаточно большого статистического материала для каждого резонанса. Пока это малодоступно во всех экспериментах, поэтому заключения, в основном, сводятся к тому, что истинные ширины резонансов меньше экспериментально наблюдаемых. Рассматривая только эксперименты с высоким разрешением, можно заключить, что ширины узких дипротонных резонансов на сегодняшний день оцениваются от долей МэВ/ c^2 до ≈ 10 МэВ/ c^2 .

Второе свойство узких дипротонных резонансов заключается в их способности с большой вероятностью распадаться с испусканием γ -кванта. Пока это наблюдение слабо обосновано, но дает хороший шанс как в экспериментальном, так и в теоретическом плане поставить исследования дибарионов на совершенно новый уровень — в условиях малого фона.

Квантовые числа резонансов исследованы пока недостаточно. В работе [6] сделаны попытки определения нижних границ спинов резонансов, оценка спина сделана в [8], некоторые соображения о спинах резонансов даны в работах [37,38,48]. Во всех работах встречаются довольно высокие значения спинов, что может привести, в конечном итоге, к пониманию узости резонансов, как следствия из существования больших центробежных барьеров.

На последний вопрос о природе наблюдаемых явлений ответить сейчас, конечно, очень трудно. Как мы отмечали во введении, существуют самые различные теоретические подходы к проблеме узких дибарионных резонансов.

Мы здесь хотели бы подчеркнуть такие аспекты проблемы, которые пока еще недостаточно обсуждаются физиками, работающими с резонансами при промежуточных энергиях.

Успехи пертурбативной КХД породили тенденцию искать объяснения многих явлений именно в рамках ее представлений. Отсюда стремление экспериментаторов так ставить опыты, чтобы эти представления осуществлялись (поиск резонансов в условиях больших передач импульсов, в «кумулятивной» кинематике, при анализе данных производится сравнение с предсказаниями модели мешков, из которой берутся параметры и так далее).

Однако ряд экспериментов в таких постановках дает отрицательный результат. Появление же серии резонансов с очень малыми возбуждениями (до порога мезонообразования), а также узость наблюдаемых особенностей, заставляют совершенно по-другому посмотреть на природу резонансов такого рода. Скорее, эти резонансы — проявление непертурбативных явлений, интенсивных полей сложного состава, где едва ли применимы подходы одноглюонной динамики. В работе [6] мы попытались, исходя из своих экспериментальных данных, представить механизм возникновения дибарионных резонансов, основанный на взаимодействии мезонных «шуб» нуклонов. При этом выясняется, что размеры области взаимодействия — порядка радиуса двухпионных обменов, и опыты по поиску дибарионов, возможно, надо проводить как раз в условиях, где нуклоны находятся на достаточно больших расстояниях ($0,4 \leq R \leq 0,9$ фм), по крайней мере, в области сравнительно небольших возбуждений.

Возможно, резонансы в системе двух дибарионов являются следствием резонансных явлений в дипионных системах, определяющих притягивающую часть нуклон-нуклонного потенциала.

Таким образом, узкие резонансы в системах адронов — отнюдь не монополия дибарионов. Они могут являться свидетельствами свойств вакуума на больших расстояниях и проявляться в любых адронных системах при подходящих условиях.

Изучение проявлений свойств вакуума на больших расстояниях, на наш взгляд, является сейчас и на долгие годы останется в будущем одной из центральных задач физики частиц. Без ее решения нельзя понять ни проблемы запираания кварков, ни объяснить устойчивости ядер, ни разобратся во взаимодействиях при сверхвысоких энергиях, ибо и в них родившиеся кварки рано или поздно разойдутся достаточно далеко и на

первоначальную картину взаимодействий наложатся эффекты больших расстояний.

Поэтому необходимы широкие исследования при промежуточных энергиях, от самых малых до достаточно высоких, чтобы было возможно рождение странных, чармированных и других кварков. Мы думаем, что некоторые явления, например, узкие резонансы, будут встречаться и в системах другого, вообще говоря любого, кваркового состава.

Автор благодарит своих ближайших сотрудников В.Н.Печенова, Е.Б.Плеханова, А.Ю.Трояна за помощь в подготовке материала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лукьянов В.К., Титов А.И. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1990, т.54, № 11, с.2082
2. Батурин В.Н и др. — Препринт ЛИЯФ № 1750, Л., 1991.
3. Tatischeff V. et al. — Proc. of the 10 Int. Seminar on High Energy Phys. Probl. Dubna, Sept., 1990; Singapoure, World Scien. 1991, p.177.
4. Tatischeff V. et al. — IPNO-DRE 91-18, 1991.
5. Страковский И.И. — ЭЧАЯ, 1991, т.22, вып.3, с.615.
6. Троян Ю.А., Печенов В.Н. — ОИЯИ, P1-92-290, Дубна, 1992. ЯФ, 1993, т.56, вып.4, с.201.
7. Андреев В.П. и др. — Труды III Межд. сем. «Пион-нуклонные и нуклон-нуклонные взаимодействия», Гатчина, 17-22 апреля 1989. Л., 1989, т.2, с.148.
8. Абдинов О.Б. и др. — Краткие сообщения ОИЯИ, № 15, Дубна, 1986, с.34.
9. Besliu K. et al. — JINR, D1-85-433, Dubna, 1985.
10. Абдинов О.Б. и др. — ОИЯИ, P1-88-102, Дубна, 1988.
11. Абдинов О.Б. и др. — ОИЯИ, P1-86-11, Дубна, 1986.
12. Ангелов Н. и др. — ОИЯИ, P1-88-905, Дубна, 1988.
13. Едогоров С.О. и др. — Препринт ФТИ 141-91-ФВЭ, Ташкент, 1991.
14. Didenko L.A. et al. — JINR, E1-91-329, Dubna, 1991.
15. Кечечян А.О., Шахбазян Б.А. — Краткие сообщения ОИЯИ, № 6[32]-88, Дубна, 1988, с.4.
16. Амелин А.И. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1986, т.43, вып.10, с.455.
17. Ермаков К.Н. и др. — Препринт ЛИЯФ № 1089, Л., 1985.
18. Ермаков К.Н. и др. — Препринт ЛИЯФ № 1158, Л., 1986.
19. Копылов Г.И. — Основы кинематики резонансов, М.: Наука, 1970, с.227.
20. Воробьев Л.С. и др. — ЯФ, 1990, т.51, вып.1, с.148.
21. Батурин В.Н и др. — Препринт ЛИЯФ № 1750, Л., 1991.
22. Глаголев В.В. и др. — ЯФ, 1990, т.51, вып.3, с.736.
23. Andreev V.P. et al. — Z.Phys., 1987, vol.A327, p.363.
24. Bock V. et al. — Nucl.Phys., 1986, vol.A459, p.573.
25. Kawai H. et al. — Nucl.Phys., 1988, vol.A481, p.806.
26. Glagolev V.V. — Z.Phys., 1984, vol.A317, p.806.
27. Tatischeff V. et al. — Phys.Rev., 1992, vol.C45, p.2005.
28. Ying-ji Z. et al. — Phys.Rev, 1992, vol.C45, p.528.
29. Tatischeff V. et al. — Europhys.Let., 1987, vol.4(6), p.671.
30. Tatischeff V. et al. — Phys.Rev, 1987, vol.C36, p.1995.
31. Tatischeff V. et al. — Z.Phys., 1987, vol.A328, p.147.
32. Троян Ю.А., Печенов В.Н. — ОИЯИ, P1-90-139, Дубна, 1990.
33. Santi L. et al. — Phys.Rev, 1988, vol.C38, p.2446.
34. Carçon M. et al. — Nucl.Phys., 1985, vol.A445, p.669.

35. Carçon M. et al. — Phys.Lett., 1987, vol.B183, p.273.
36. Shimizu H. et al. — Phys.Rev., 1990, vol.C42, p.483.
37. Nagata G. et al. — Phys.Rev., 1992, vol.C45, p.1432.
38. Kobayashi Y. et al. — KEK Preprint 91—135, 1991.
39. Beurtey R. et al. — LNS /Ph/ 92—20, 1992.
40. Авдейчиков В.В. и др. — ЯФ, 1991, т.54, с.111.
41. Троян Ю.А. и др. — ЯФ, 1991, т.54, с.1301.
42. Троян Ю.А. — ОИЯИ, P2-86-35, Дубна, 1986.
43. Барашенков В.С. — Сечения взаимодействия элементарных частиц. М.: Наука, 1966.
44. Flaminio V. et al. — CERN—HERA, 84—01, Geneva, 1984.
45. Любошиц В.Л., Подгорецкий М.И. — ОИЯИ, P1-90-139, Дубна, 1990.
46. Ганенко В.Б. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1989, т.43, с.220.
47. Авакян Р.О. — ЯФ, 1990, т.52, с.618.
48. Баранник В.П., Кулиш Ю.В. — ЯФ, 1988, т.47, с.1580.
49. Авакян Р.О. — ЯФ, 1990, т.52, с.312.
50. Ohashi Y. et al. — Phys.Rev., 1987, vol.C36, p.2422.
51. Mazuyama K. — Nucl.Phys., 1988, vol.A478, p.523.
52. Titov Yu.I., Esaulov A.S. — In: Proc of the III Int.Symp. on πN and NN Physics, Gatchina, 1989, vol.2, p.192.
53. Рекало А.И. и др. — Укр.физ.журн., 1989, т.34, с.37.
54. Лаптев А.Б., Стаховский И.И. — Компиляция данных Л.: ЛИЯФ, 1885.
55. Seth K.K. et al. — Proc.12 Int.Conf.on Few.Body Problem in Physics, Vanquver B.C., Canada, July 2-8, 1989, vol.C34.
56. Hiroshige N. et al. — Progr.Theor.Phys., 1991, vol.V85, p.945.
57. Akimov V.K. et al. — JINR Rapid Comm., 2 [35]-89, Dubna, p.11.
58. Акимов В.К. и др. — ЯФ, 1991, т.53, 1187.
59. Акимов В.К. и др. — Отчет ОИЯИ, Дубна, 1992, с.1391.
60. Ritchie V. et al. — Phys.Rev, 1981, vol.C24, p.552.
61. Кудрявцев А.Е., Обрат Г.З. — ЯФ, 1991, т.54, с.1391.