

ДИБАРИОНЫ И ПОРОГИ

И. И. Страковский

Ленинградский институт ядерной физики им.
Б. П. Константинова АН СССР, Ленинград

Рассматривается современный статус дибарионных резонансов (только нестранный сектор) в области масс 1,88—3,02 ГэВ. Ассоциация дибарионов с порогами обсуждается в общем виде. Обсуждаются открытые вопросы и направления экспериментальных исследований.

The current status of dibaryon resonances (only for the nonstrange sector) is reviewed. The energy region of interest is limited to $\sqrt{s} = 1.88\text{--}3.02$ GeV. The association of dibaryons with thresholds is discussed in general. Open questions and future directions of the experimental activities are discussed.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение необычных состояний (которые могли бы, например, быть чисто глюонными, кварк-глюонными или многокварковыми) становится важной проблемой спектроскопии адронов. Однако это достаточно трудная задача, поскольку теория, как правило, не может сказать определенно что-либо относительно их ожидаемых свойств. В частности, до сих пор остается открытым вопрос существования дибарионных резонансов.

В последнее время при экспериментальном изучении системы с барионным числом $B = 2$ появилось много интересных и высококачественных данных, демонстрирующих серию ярко выраженных особенностей. Широкие структуры, которые могут быть обусловлены и резонансами, идентифицированы как в $I = 1$, так и в $I = 0$ изоспиновых каналах нестранного сектора. Основной результат изучения дипротонных резонансов заключается в том, что парциальные ширины B_1^2 в pp -канале $B_1^2 \rightarrow pp$ малы [1]. Ситуация, касающаяся πd -канала ($B_1^2 \rightarrow \pi d$), не столь определена, но, но-видимому, их ширины существенно не превосходят ширин pp -канала. Очевидно, что детальное изучение неупругих процессов может в значительной степени способствовать решению вопроса о существовании дипротонов. Важно подчеркнуть, что изучение неупругих реакций (по сравнению с упругими процессами $NN \rightarrow NN$ и $\pi d \rightarrow \pi d$) обладает тем преимуществом, что в области средних энергий здесь отсутствует обычный для упругих процессов нерезонансный фон дифракционного рассеяния [2].

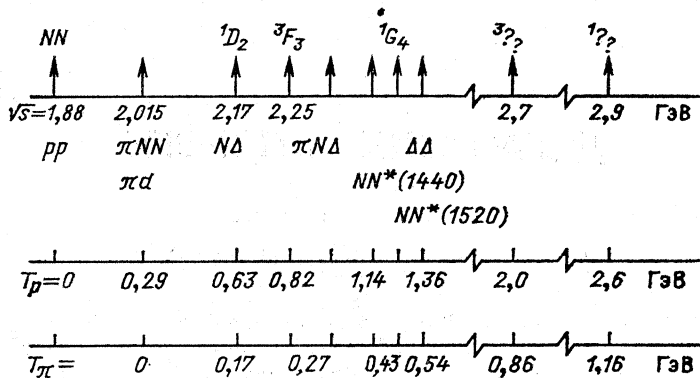


Рис. 1. Энергетические шкалы для квадрата полной энергии в с.ц.м. и кинетических энергий налетающих протонов и пионов в л.с.к. Стрелками указаны пороги соответствующих реакций

Детальное рассмотрение ситуации было дано в недавних обзорах [3—5]. В данном сообщении мы ограничимся обсуждением новейших экспериментальных данных в области не слишком высоких энергий $\sqrt{s} = 1,88 \div 3,02$ ГэВ (рис. 1), полученных при изучении нестранной системы с $B = 2$ в канале с $I = 1$. Статус современных парциально-волновых анализов (ПВА) дан в разд. 2. Раздел 3 посвящен новостям в секторе широких дипротонов. Поскольку отдельные детали в поведении наблюдаемых в связанных каналах постепенно проясняются в области Δ -изобары $\sqrt{s} \simeq 2,17$ ГэВ, то в разд. 4 мы рассмотрим последние результаты в области $\sqrt{s} > 2,3$ ГэВ. Ситуацию в секторе долгоживущих дибарионов мы обсудим в разд. 5, уделив специальное внимание области до порога пионообразования $\sqrt{s} \simeq 2,015$ ГэВ.

1. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Простейшие процессы для системы с $B = 2$ (двухчастичные и кваздвухчастичные реакции) могут быть объединены в многоканальном подходе. T -матрица для полного углового момента J будет иметь вид

$$T_J = \begin{vmatrix} NN \rightarrow NN & NN \rightarrow \Delta N & NN \rightarrow \pi d \\ \Delta N \rightarrow NN & \Delta N \rightarrow \Delta N & \Delta N \rightarrow \pi d \\ \pi d \rightarrow NN & \pi d \rightarrow \Delta N & \pi d \rightarrow \pi d \end{vmatrix}. \quad (1)$$

Объем и качество данных, накопленных за предыдущие годы при промежуточных энергиях, таковы, что было реализовано достаточное количество попыток восстановления амплитуд некоторых реакций (1) в рамках как энергозависимого, так и энергонезависимого (при фиксированных энергиях) ПВА. Мы не будем здесь детально обсуж-

дать достижения отдельных групп, но попытаемся проследить лишь общие закономерности.

Из-за сохранения четности начального и конечного состояний имеется N независимых комплексных амплитуд реакций (1) (табл. 1).

Таблица 1.
Независимые амплитуды
двухчастичных реакций

| Реакция | N | $2N - 1$ |
|---------------------------|-----|----------|
| $\pi d \rightarrow \pi d$ | 4 | 7 |
| $NN \rightarrow NN$ | 5 | 9 |
| $NN \rightarrow \pi d$ | 6 | 11 |
| $NN \rightarrow \Delta N$ | 16 | 31 |

Таблица 2. Экспериментальные данные
двухчастичных и квазидвухчастичных реакций

| Реакция | 1983 г. | 1987 г. | Литература |
|------------------------------|---------|---------|------------|
| $NN \rightarrow NN$ | 10000 | 12000 | [7] |
| $NN \rightarrow \pi d$ | 1000 | 4000 | [8] |
| $\pi d \rightarrow \pi d$ | * | 600 | [9] |
| $NN \rightarrow \Delta N$ | — | * | [10] |
| $\pi d \rightarrow \Delta N$ | — | * | [11] |

* — Появилась экспериментальная информация.

Таким образом, для экспериментального восстановления амплитуд реакций при фиксированных значениях кинетической энергии налетающей частицы T и угла рассеяния θ^* (звездочкой * обозначим переменную в с.д.м) необходимы $2N - 1$ независимых измерений. Важно подчеркнуть, что несмотря на более чем тридцатилетнюю историю накопления экспериментальной информации мы только сравнительно недавно приблизились к возможности однозначного восстановления амплитуд реакций (1). (Фактически всего лишь 7 лет назад модельно-независимым способом была восстановлена амплитуда pp -упругого рассеяния при ПШИ (ранее СИН)-энергиях [6].) Значимость современной экспериментальной активности заключается в том, что за последние годы заметно возросло число экспериментальных точек (табл. 2). Причем этот рост был обеспечен в основном за счет поляризационных данных.

Анализ показал, что результаты различных ПВА принципиально не противоречат друг другу. Согласие касается в основном доминирующих амплитуд. (Хотя в некоторых решениях χ^2/ndf значительно превосходит единицу.) При этом важно, что согласуются не только результаты отдельных анализов различных реакций (1), но и, что более важно, результаты ПВА, полученные независимо для связанных каналов (1). В качестве иллюстрации на рис. 2 демонстрируется вполне согласованное поведение амплитуд реакций $\pi^+d \rightarrow pp$, $NN \rightarrow NN$ и $\pi d \rightarrow \pi d$ для доминирующих состояний $J^P = 2^+$ и 3^- .

Другой важной иллюстрацией самосогласованности результатов, полученных независимыми способами для различных реакций (1), может служить полное сечение в чистых pp -спиновых состояниях $\Delta\sigma$

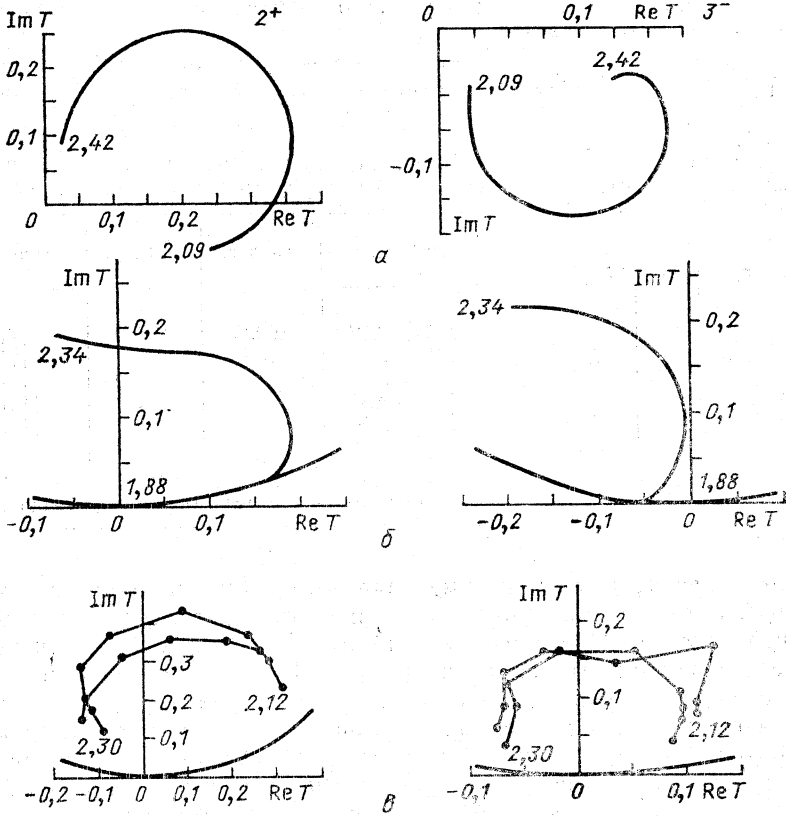


Рис. 2. Диаграммы Аргана для основных $J^P = 2^+$ - и 3^- -состояний:

α — результаты ПВА реакции $\pi^+d \rightarrow pp$ [12]; β — результаты ПВА реакции $pp \rightarrow pp$ [13];
 ϵ — два решения ПВА реакции $\pi d \rightarrow \pi d$ [14]. Числами указаны значения \sqrt{s} в ГэВ

(рис. 3, а, б). Видно, что сечения $\Delta\sigma_T$ и $\Delta\sigma_L$ для реакции $pp \rightarrow \pi^+d$, вычисленные в рамках ПВА [12], вполне удовлетворительно согласуются с недавними измерениями ПШИ [15] и ЛАНЛ [16]. Но, что более важно, сечения $\Delta\sigma_T$ и $\Delta\sigma_L$ для реакции $pp \rightarrow \pi^+N$, полученные вычитанием $\Delta\sigma_{pp}^{in}$ [13] — $\Delta\sigma_{pp \rightarrow \pi d}$ [12], хорошо согласуются с недавними результатами АНЛ [17]. (Подчеркнем, что все новые данные [15—17] не использовались в анализах [12, 13].) На рис. 3, в приведены предсказания полных сечений $\Delta\sigma_T^d$ и $\Delta\sigma_L^d$ реакции $\pi^+d \rightarrow pp$ на поляризованном дейтроне [12]. Отметим, что до настоящего времени такие измерения отсутствуют.

Кроме того, на рис. 2 показано, что диаграммы Аргана, полученные независимо для каждого из связанных каналов (1), демонстриру-

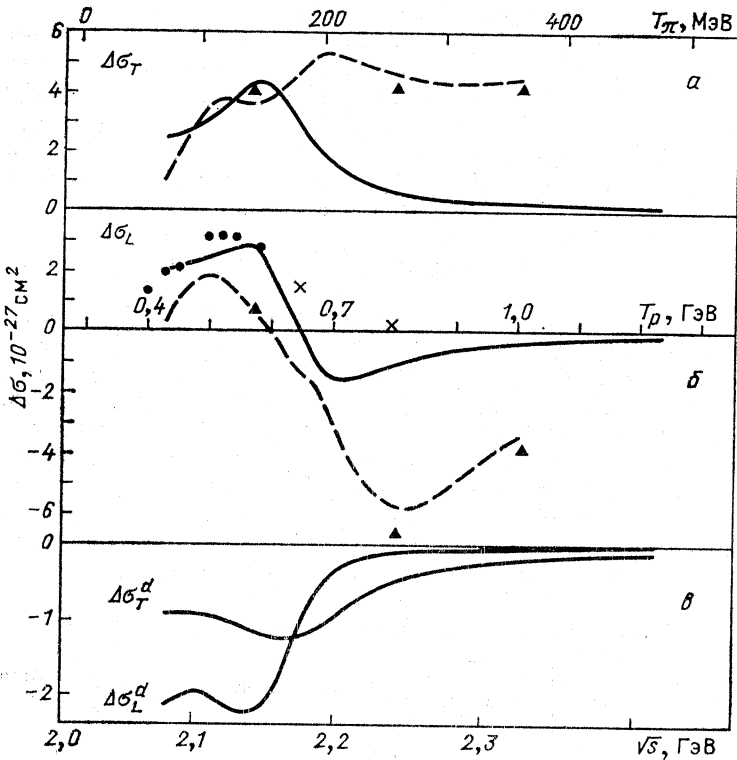


Рис. 3. Энергетическая зависимость полных сечений в чистых спиновых состояниях $\Delta\sigma$:

а — сплошной линией показаны предсказания для $\sigma_{\vec{p}\vec{p}} \rightarrow \pi^+d$ [12]; пунктирной — результаты для канала $\vec{p}\vec{p} \rightarrow \pi pN$, полученные вычитанием $\Delta\sigma_{pp}^{in}$ [13] — $\Delta\sigma_{pp} \rightarrow \pi d$ [12]; б — то же самое для $\Delta\sigma_L$; в — предсказания для полных сечений с участием поляризованного дейтрона в реакции $\pi^+d \rightarrow pp$ [12]. Использовались данные для реакции $\vec{p}\vec{p} \rightarrow \pi^+d$ [15] (\bullet) и [16] (\times), для реакции $\vec{p}\vec{p} \rightarrow \pi pN$ [17] (Δ).

$$\Delta\sigma_L^d = \sigma(S_z^2 - 2/3) \text{ и } \Delta\sigma_T^d = \sigma(1/2 (S_x + iS_y)^2)$$

ют петли обратного хода часовой стрелки. И в каждом отдельном случае скорость изменения парциальных амплитуд T_J с энергией имеет ярко выраженный максимум. Такое поведение парциальных амплитуд согласно заключению Группы свойств частиц о феноменологическом критерии резонанса [1] соответствует полюсам S -матрицы на втором листе комплексной энергетической плоскости [8]. Проведенный анализ, выполненный в рамках энергезависимого ПВА реакции $\pi^+d \rightarrow pp$ [12], показал, что не удастся получить удовлетворительное описание экспериментальных данных без учета вклада особенностей Брейта — Вигнера для 2^+ , 3^- и 1^- состояний. С другой

стороны, поскольку в этой же области энергий имеется разрез за счет образования Δ -изобары в промежуточном состоянии, то полученные полюсы в различных феноменологических анализах в действительности могут служить лишь простейшей параметризацией вклада $N\Delta$ -разреза. Очевидно, что учет $N\Delta$ промежуточного состояния в таком феноменологическом подходе проблематичен как теоретически, так и экспериментально. Другими словами, вопрос о природе особенностей, обсуждаемых здесь, остается открытым.

2. ШИРОКИЕ ДИПРОТОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ

Несомненно, что неполнота набора существующих экспериментальных данных не позволяет пока достичь надежной интерпретации обсуждаемого здесь круга явлений, но уже достаточна для формулировки основных проблем. Тогда, предполагая существование таких экзотических состояний, как широкие дибарионы (что не противоречит теоретическим представлениям: модели мешков, обобщенной на экзотические многокварковые системы [19], модели кирального солитона [20], стандартной дуальной модели с включением фермионов [21]), обсудим их свойства, дополняя обзоры [3—5]. Свое рассмотрение мы ограничим нестранным сектором для $I = 1$ (табл. 3).

Таблица 3. Дибарионные резонансы ($S=0$, $T=1$)

| J^P | pp -Состояние | Масса M , ГэВ | Полная ширина Γ , МэВ | Канал распада | Относительная ширина, % |
|-------|-----------------|-----------------|------------------------------|---------------|-------------------------|
| 2^+ | 1D_2 | 2,14—2,18 | 50—100 | $\bar{p}p$ | 10 |
| 2^- | Триплет | 2,18—2,20 | 100—200 | πd | 30 |
| 3^- | 3F_3 | 2,20—2,26 | 100—200 | $N\Delta$ | 35 |
| 4^+ | 1G_4 | 2,43—2,50 | ~ 150 | pp | 10 |
| 2^- | Триплет | 2,43—2,50 | ~ 150 | πd | 30 |
| 2^- | » | $\sim 2,7$ | ~ 150 | pp | 17 |
| 2^+ | Синглет | $\sim 2,7$ | ~ 150 | πd | 4 |
| 2^- | » | $\sim 2,7$ | ~ 150 | — | — |
| 2^+ | » | $\sim 2,7$ | ~ 150 | — | — |
| 2^+ | » | $\sim 2,7$ | ~ 150 | — | — |

Наиболее существенным фактом является, как нам кажется, тот, что в нескольких парциальных амплитудах резонансы проявились с достаточно близкими значениями масс и ширин (табл. 4). Решения с такими свойствами получены независимо разными авторами в рамках различных подходов и с использованием различных баз данных. Так, энергозависимый ПВА $\pi^+d \rightarrow pp$ -реакции [12], выполненный в интервале $\sqrt{s} = 2,09 \div 2,42$ ГэВ, дал значение $M \simeq 2,17$ ГэВ и $\Gamma_{\text{tot}} \simeq 0,11$ ГэВ для NN -состояний 1D_2 , 3F_3 и 3P_1 . Подобный же

Таблица 4. Результаты различных ПВА

| \bar{pp} -Состояние | Масса M , ГэВ | Полная ширина Γ , МэВ | Литература |
|---|----------------------|------------------------------|------------|
| 1D_2 3F_3 3P_1 | 2176 2170 2179 | 107 142 86 | [12] |
| 1D_2 3F_3 ${}^3P_2 - {}^3F_2$ | 2148 2183 2163 | 126 158 150 | [7] |
| 1D_2 3F_3 | 2162 2166 | 43 133 | [22] |

результат ($M \simeq 2,16$ ГэВ и $\Gamma \simeq 0,15$ ГэВ) был получен в рамках K -матричного анализа pp -рассеяния в области $\sqrt{s} = 1,88 \div 2,36$ ГэВ для 1D_2 -, 3F_3 - и ${}^3P_2 - {}^3F_2$ -парциальных волн [7]. Наконец, трехканальный K -матричный анализ для pp -, $N\Delta$ - и πd -систем в интервале $\sqrt{s} = 2,02 \div 2,34$ ГэВ дал $M \simeq 2,16$ ГэВ для 1D_2 - и 3F_3 -состояний [22].

В результате совокупность непротиворечивых результатов NN , πd и $\pi^+d \rightarrow pp$ ПВА свидетельствует, что для 1D_2 - и P -волновых NN -состояний парциальные ширины в πd -канале $B_1^2 \rightarrow \pi d$ достигают значений $\Gamma_{\pi d}/\Gamma_{\text{tot}} \simeq 0,3$ ($\Gamma_{pp}/\Gamma_{\text{tot}} \simeq 0,1$), в то время как для 3F_3 -состояния около $0,04$ ($\simeq 0,17$) соответственно (табл. 3).

Далее, мы хотели бы обсудить ряд недавних сырых, как нам кажется, заключений, базирующихся, как правило, на высококачественных данных.

1. Результаты прецизионных измерений поляризационных параметров A_{y0} [23], а также A_{xz} и A_{zz} [24] реакции $\vec{pp} \rightarrow \pi^+d$ в интервале $T_p = 500 \div 800$ МэВ сравнивались с расчетами, выполненными в рамках различных моделей, учитывающих вклад дипротонов. Плохое согласие обсуждаемых результатов послужило основанием для «жесткого» заключения авторов [23, 24] об отсутствии возможности для существования дипротонов. Однако данные A_{y0} [23] использовались при проведении энергезависимого ПВА [12] и были вполне удовлетворительно ($\chi^2/ndf = 1,3$) описаны в совокупности с другими данными опытов. (При этом данные [24] составили 18 % из 1000 экспериментальных точек, использованных в анализе [12].) Для иллюстрации мы выбрали результаты при $T_p = 800$ МэВ (рис. 4). Мы надеемся, что новая версия ПВА [12], реализуемая сейчас в ЛИЯФ, так же успешно опишет новые данные [24], как и предыдущие [23].

2. Шиит и др. [10] продемонстрировали, что в рамках предложенной модели существует такое решение ПВА реакции $\vec{pp} \rightarrow p\pi^+$

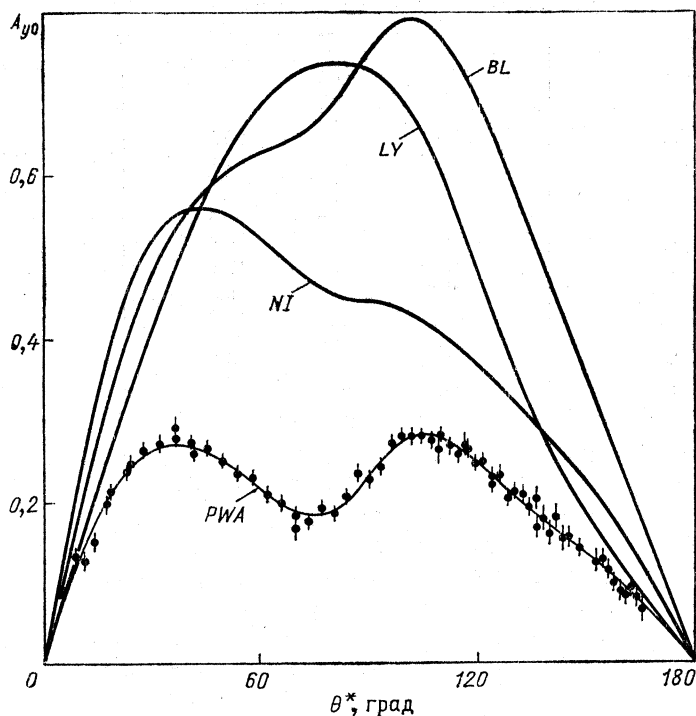


Рис. 4. Анализирующая способность A_{y0} в реакции $pp \rightarrow \pi^+d$ при $T_p = 800$ МэВ. Данные из работы [23]: сплошными линиями показаны предсказания в рамках различных подходов: NI — [25]; BL — [26]; LY — [27] и PWA — [12]

в интервале $T_p = 500 \div 800$ МэВ, которое удовлетворительно описывает ограниченный набор из шести спин-корреляционных параметров, измеренных недавно в ЛАНЛ. Плавное поведение основных парциальных волн в зависимости от энергии (рис. 5) побудило авторов к заключению о том, что «широкие резонансы исключены в ${}^1D_2^-$, ${}^3F_3^-$ и ${}^3P_2 - {}^3F_2$ -волнах в этой области энергии». Однако мы не видим и здесь достаточных оснований для столь серьезного заключения. Подробный анализ работы [10] был дан в комментарии [29].

Фактически в работе [10] показано, что полученное решение ПВА описывает использованный набор данных реакции $NN \rightarrow N\Delta$ (точнее, $NN \rightarrow NN\pi$) и характеризуется тем, что фазы $\delta_{N\Delta}$ и разность фаз между различными парциальными амплитудами $f \sim a(s) \exp[i(\delta_{NN} + \delta_{N\Delta})]$ практически постоянны в обсуждаемом интервале энергий, т. е. изменяются менее чем на $10-20^\circ$.

Поскольку в анализируемой группе данных отсутствовали как полные σ_{tot} , так и дифференциальные $d\sigma/d\Omega$ -сечения, то полученный

результат не чувствителен к возможной резкой энергетической зависимости сечений, которая наблюдалась в поведении σ_{tot} и $\Delta\sigma_L$ для реакции $NN \rightarrow N\Delta$ [17] (см. рис. 3) и $\Delta\sigma_L$, $\Delta\sigma_T$ и для полных сечений pp -рассеяния [3—5]. Учет этого эффекта может сильно повлиять на результаты ПВА [10].

Нельзя исключить, что резкая рассогласованность между результатами ЛАНЛ [10] и АНЛ [17] (последние демонстрируют существ-

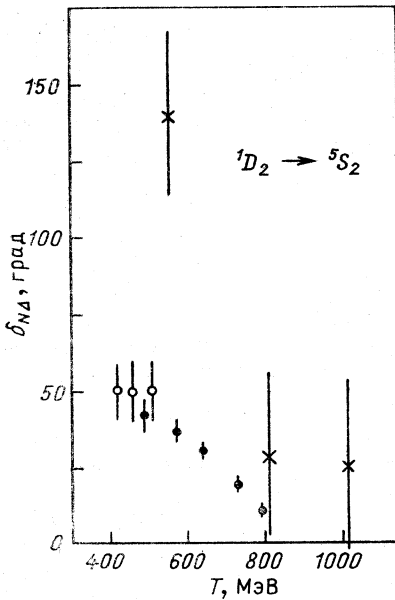


Рис. 5. Фаза $\delta_{N\Delta}$ -перехода ${}^1D_2 \rightarrow {}^5S_2$. Использовались данные [10] (●), [17] (×) и [28] (⊙)

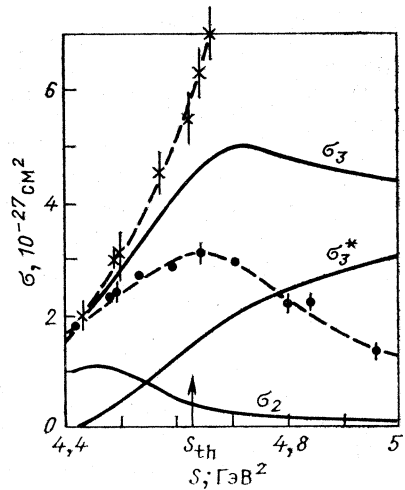


Рис. 6. Полное сечение σ_2 реакции pp (1D_2) $\rightarrow N\Delta$ (5S_2) и полное сечение σ_2^* реакции pp (1D_2) $\rightarrow \pi^+d^*$ в зависимости от полной энергии в с.д.м. [33]. Приведены данные для реакций $pp \rightarrow \pi^+d$ и $pp \rightarrow \pi^+pn$

венно более сильную энергетическую зависимость) (рис. 5) могла бы быть обусловлена следующим:

- 1) существованием других решений, либо
- 2) тем, что в анализе [10] абсолютная фаза фиксировалась модельным образом.

Реально ПВА [10] содержит только разности фаз $[\delta_{N\Delta} ({}^1D_2) - \delta_{N\Delta} ({}^3F_3)]$ и т. д.] для небольшого количества парциальных амплитуд. Тогда если в этих амплитудах имеются резонансные состояния с достаточно близкими массами и ширинами, то их легко не заметить в подходе [10], поскольку в этом случае разности фаз останутся посто-

янными. Фактически существование такого решения не исключено, что уже обсуждалось нами в начале данного раздела (см. табл. 4).

В анализе [10] использовались результаты [7], демонстрирующие резонансноподобные петли в 1D_2 -, 3F_3 -, возможно, также и в P -волнах (как раз при близких значениях $\sqrt{s} \simeq 2,17$ ГэВ) с ширинами $\Gamma_{pp}/\Gamma_{\text{tot}} < 0,1 \div 0,2$. В силу унитарности такие резонансы (если они существуют) должны распадаться в другие каналы: πd , πNN и т. д. При этом известно, что в обсуждаемой области энергий сечение реакции $NN \rightarrow NN\pi$ достаточно мало. Результаты ПВА реакций $\pi d \rightarrow \pi d$ [14, 30] и $pp \rightarrow \pi^+ d$ [12, 31] демонстрируют, что $\Gamma_{\pi d}/\Gamma_{\text{tot}} < 0,2 \div 0,3$ (см. табл. 3). Следовательно, ширины резонансов в канал $NN\pi$ должны быть достаточно велики: $\Gamma_{NN\pi} > 0,5 \Gamma_{\text{tot}}$.

Таким образом, при совместном анализе всей совокупности данных (как одну из попыток такого подхода можно рассматривать работу [10]) необходимо заключить, что

1) резонансноподобные петли отсутствуют и в ПВА NN -упругого рассеяния либо

2) соответствующие резонансы появляются в $N\Delta$ -канале с относительно большой шириной $\Gamma_{NN\pi}/\Gamma_{\text{tot}} > 0,5$.

Другими словами, в результате необходимо

1) выбрать для фаз δ_{NN} решение с более плавным поведением в области $\sqrt{s} \simeq 2,17$ ГэВ (например, решение [32]) и объяснять нерегулярности в поведении фаз в этой области энергий, скажем, пороговыми особенностями либо

2) искать другое решение с соответствующими резонансами в $N\Delta$ -канале.

Существование другого решения для описания реакции $NN \rightarrow NN\pi$ весьма вероятно, поскольку в анализе [10] было использовано шесть наблюдаемых из 31 необходимых для однозначного восстановления фаз такого сложного процесса, как $NN \rightarrow N\Delta$ (см. табл. 1). И естественно при этом (в случае, если такое решение будет найдено), что разности фаз, как уже обсуждалось, останутся почти неизменными.

Альтернативная возможность объяснения плавного поведения фаз основных амплитуд реакции $NN \rightarrow N\Delta$, восстановленных Шипитом и др. [10], могла бы быть обусловлена влиянием такого канала, который не учитывается на языке как NN -, так и $N\Delta$ -взаимодействий. Хошизаки использовал в таком подходе реакцию $pp \rightarrow \pi^+ d^*$ (где d^* означает «синглетный» дейтрон) [33]. Он построил унитарную s -матрицу размером (3×3) , включая pp - $p\Delta$ - и $\pi^+ d + \pi^+ d^*$ -конечные состояния. Используя результаты работы [10], а также экспериментальную информацию о реакции $pp \rightarrow \pi^+ d$, он извлек сечение канала $pp \rightarrow \pi^+ d^*$ и продемонстрировал значимость влияния этой реакции (рис. 6). При этом для обеспечения перехода ${}^1D_2 \rightarrow {}^5S_2$ ему было достаточно предположить, что $\Gamma_{N\Delta}/\Gamma_{\text{tot}} \simeq 0,35$. Обсуждение влияния других каналов на реакцию $pp \rightarrow p\pi^+$ можно найти в недавних работах Хидаки [34] и Багга [35].

3. НОВЫЕ ШИРОКИЕ СТРУКТУРЫ ПРИ $\sqrt{s} > 2,3$ ГэВ

Область энергий $\sqrt{s} > 2,3$ ГэВ бедна экспериментальной информацией, и это затрудняет как интерпретацию поведения наблюдаемых в различных реакциях, так и планирование дальнейших исследований. Наш интерес в этом разделе будет сконцентрирован там, где проявляются нетривиальные особенности в поведении наблюдаемых в упругих и неупругих реакциях (1). Мы выбрали точки вблизи $\sqrt{s} = 2,4; 2,7$ и $2,9$ ГэВ (см. табл. 3 и рис. 1).

$\sqrt{s} = 2,4$ ГэВ. В результате детального изучения угловой и энергетической зависимости дифференциального сечения реакции $\pi^+d \rightarrow \rightarrow pp$ в ЛИЯФ в интервале $T_\pi = 280 \div 450$ МэВ [36] была обнаружена широкая структура с максимумом (рис. 7). Мы выделили особенность в поведении отношения $A = [d\sigma/d\Omega^*(0^\circ)]/[d\sigma/d\Omega^*(30^\circ)]$ вблизи $\sqrt{s} \simeq 2,41$ ГэВ [44]. Эффект подчеркивается недавними результатами КЕК при $T_\pi > 360$ МэВ [41], а также более ранними данными ЦЕРН [42] и БНЛ [45] при $T_\pi > 500$ МэВ. Отметим, что эту структуру оказалось возможным выделить только из тех данных, где дифференциальные сечения были измерены в широком диапазоне углов рассеяния от малых θ^* вблизи 0° до $\theta^* \simeq 90^\circ$. Естественно, не является неожиданным пропуск эффекта другими экспериментаторами. Важно подчеркнуть, что динамическая картина, проявившаяся на рис. 7, обусловлена нетривиальным фактом наличия нерегулярностей в энергетическом спектре $d\sigma/d\Omega^*$ для θ^* , равного 0 и 30° . Подробный анализ ситуации дан в [46].

Положение этой структуры ($\sim 2,41$ ГэВ) и ее ширина (~ 80 МэВ) хорошо согласуются с параметрами 1G_4 -дипротона, обсуждавшегося в [3—5]. Однако эффект не выявлен ни в рамках существующих ПВА реакции $\pi^+d \rightarrow pp$, описывающих эту область энергий [12], ни в рамках различных моделей этой реакции (см., например, [34]). Анализ поведения $d\sigma/d\Omega^*$ в области $\sqrt{s} = 2,41$ ГэВ свидетельствует о том, что структура может быть обусловлена, по крайней мере, парциальными волнами с $l > 2$. Нам кажется маловероятным успех попыток интерпретации этой структуры за счет влияния порога, поскольку эти эффекты вообще тяжелы для наблюдения. И что особенно затруднено в случае близости полюса к порогу. Модели, например [34], как правило, не включают неупругости и барионы тяжелее Δ -изобары, что, возможно, и объясняет неудачу воспроизведения обсуждаемой структуры.

Чтобы проверить гипотезу объяснения этой особенности влиянием дибарионного резонанса, было бы важно проведение нового ПВА с использованием всей совокупности современных данных в области вплоть до $\sqrt{s} \simeq 2,6$ ГэВ. В предыдущей версии ПВА [12] учитывался 1G_4 -дипротон, но его значимость была слабообеспеченной, поскольку использовался крайне ограниченный набор данных, существовавших в этом диапазоне энергий. В итоге параметры дипротона, извле-

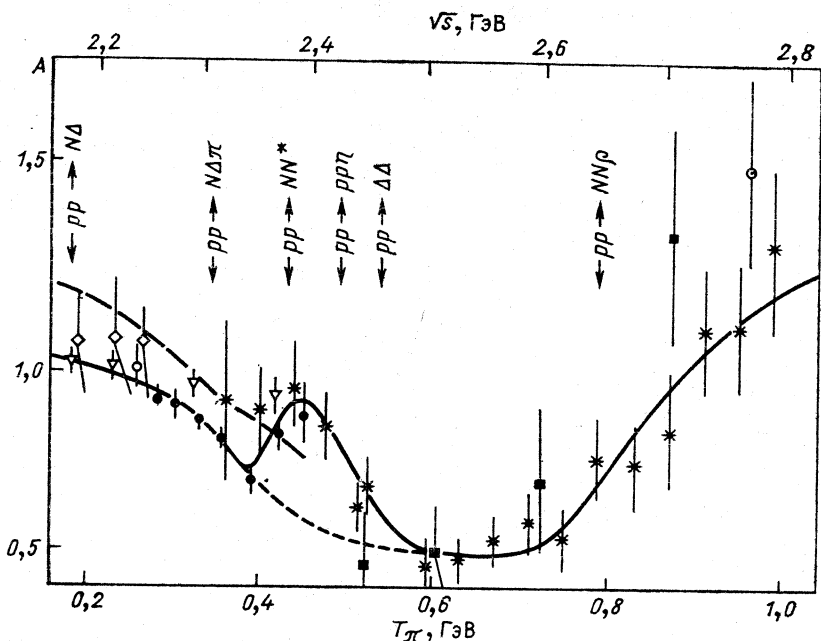


Рис. 7. Энергетическая зависимость отношения $A = [d\sigma/d\Omega^*(0^\circ)]/[d\sigma/d\Omega^*(30^\circ)]$ для реакции $\pi^+d \rightarrow pp$:

сплошная и пунктирная линии проведены по экспериментальным точкам; предсказания в рамках модели [37] показаны штрихпунктирной линией; стрелками указаны положения порогов соответствующих реакций. Данные [38] (\square), [39] (∇), [40] (\circ), [36] (\bullet), [41] (\times), [42] (Δ) и [43] ($*$)

ченные в результате подгонки, обеспечили процедуру описания лишь нерезонансного фона в области $\sqrt{s} \approx 2,4$ ГэВ. Очевидно, что новые экспериментальные данные были бы крайне полезны для разрешения проблемы.

Отметим, что анализ угловой зависимости поляризационного параметра $A_{y0}(u=0)$ реакции $\vec{p}p \rightarrow \pi^+d$, измеренного в Сакле в интервале $T_p = 0,7 \div 2,3$ ГэВ [47], выявил структуру при $\sqrt{s} = 2,4$ ГэВ с шириной приблизительно 100 МэВ (рис. 8). Эти параметры удовлетворительно согласуются с параметрами структуры, обнаруженной в отношении A (рис. 7). (Поскольку особенность в энергетической зависимости поляризационных параметров может объясняться и интерференцией нескольких парциальных волн, то очевидно, что интерпретация поляризационных данных требует особого внимания, что особенно важно в области обсуждаемых здесь не очень низких энергий.)

Следует напомнить также и о существовании широких особенностей в поведении наблюдаемых pp -рассеяния при $p = 2$ ГэВ/с: пик

Рис. 8. Анализирующая способность A_{y0} ($u = 0$) для реакции $pp \rightarrow \pi^+d$ как функция инвариантной массы. Данные из работ [47]. Сплошная линия проведена по экспериментальным точкам

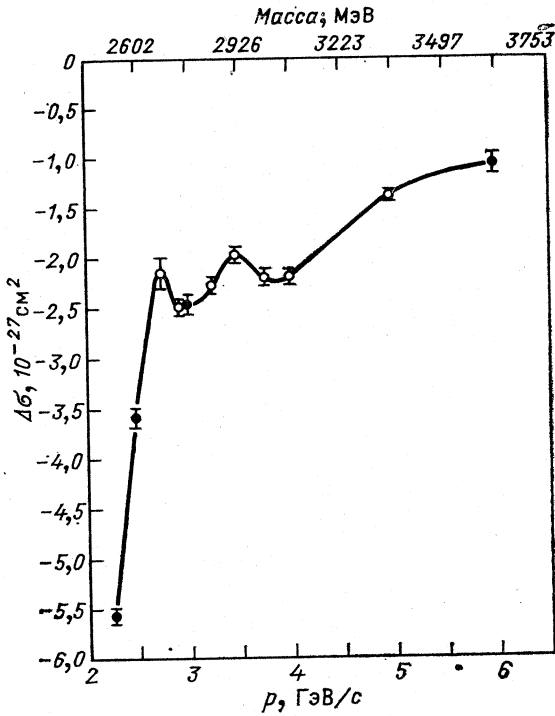
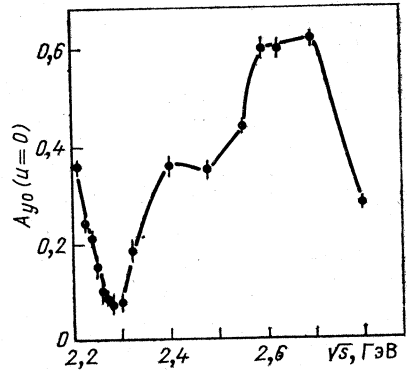


Рис. 9. Зависимость полного сечения pp -рассеяния в чистых спиновых состояниях $\Delta\sigma_L$ от импульса налетающего протона: сплошная линия проведена по экспериментальным точкам. Для ссылок см. [51]

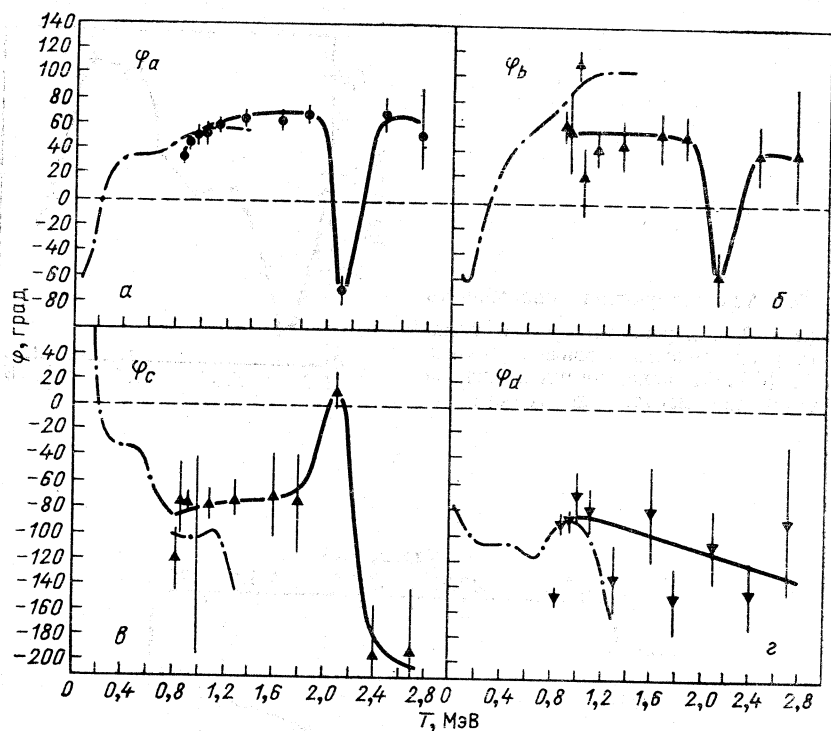


Рис. 10. Энергетическая зависимость относительных фаз φ_α , φ_β , $\varphi_\text{с}$ и $\varphi_\text{д}$ матричных элементов pp -упругого рассеяния при $\theta^* = 51^\circ$: сплошные линии проведены по экспериментальным точкам работы [52]; штрихпунктирная линия — предсказания в рамках ПВА [32]

в поведении $\Delta\sigma_T$, структуру в триплетном состоянии в разности $\Delta\sigma_T - \Delta\sigma_L$ и минимум в поведении поляризационного параметра C_{LL} в pp -упругом рассеянии под углом $\theta^* = 90^\circ$ (детальное обсуждение этих эффектов можно найти в обзоре [3]).

$\sqrt{s} = 2,7$ ГэВ. Анализ угловой и энергетической зависимости A_{y0} ($u = 0$) реакции $pp \rightarrow \pi^+d$ (рис. 8) выявил еще одну особенность с максимумом при $\sqrt{s} = 2,7$ ГэВ и с шириной $\Gamma \simeq 100$ МэВ. Эти результаты хорошо согласуются с параметрами наблюдавшихся ранее структур в поведении параметров C_{LL} [48] и C_{NN} [49] в pp -упругом рассеянии для $\theta^* = 90^\circ$ (более подробное обсуждение см в [3] и в поведении $d\sigma/d\Omega^*$ π^-d -упругого рассеяния для $\theta^* > 150^\circ$ [50]). Кроме того, анализ недавних результатов АНЛ [51] позволил выделить структуру и в поведении $\Delta\sigma_L$ полного pp -сечения при $\sqrt{s} = 2,7$ ГэВ с шириной около 80 МэВ (рис. 9). Эффект хорошо согласуется с результатами реконструкции матрицы pp -упругого рассеяния при 11 энергиях, выполненной в Сакле [52]. На рис. 10 показаны относительные фазы при $\theta^* = 51^\circ$,

демонстрирующие яркие структуры в области $\sqrt{s} = 2,7$ ГэВ, что обусловлено соответствующим поведением наблюдаемых в диапазоне $\theta^* \approx 35 \div 65^\circ$ [49].

Новая версия фазового анализа группы Хонизаки вплоть до $T_p = 3,5$ ГэВ также демонстрирует резонансноподобную структуру для 1S_0 pp -состояния с параметрами $M \approx 2,68$ ГэВ, $\Gamma \approx 125$ МэВ и $\Gamma_{pp}/\Gamma_{tot} \approx 0,45$ [53].

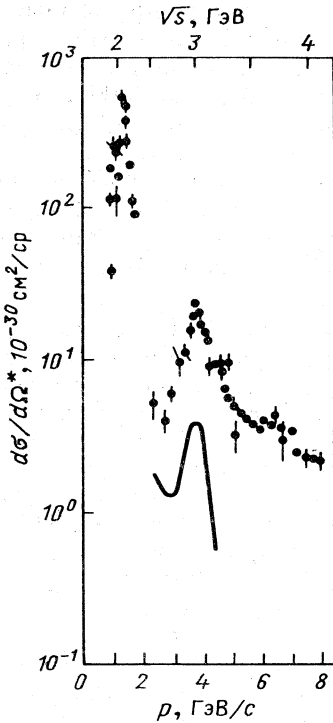


Рис. 11. Энергетическая зависимость $d\sigma/d\Omega^*$ (0°) реакции $pp \rightarrow \pi^+d$ [43]: сплошной линией показаны результаты расчетов группы ИТЭФ с учетом треугольной диаграммы, включая Δ (1959) [56]

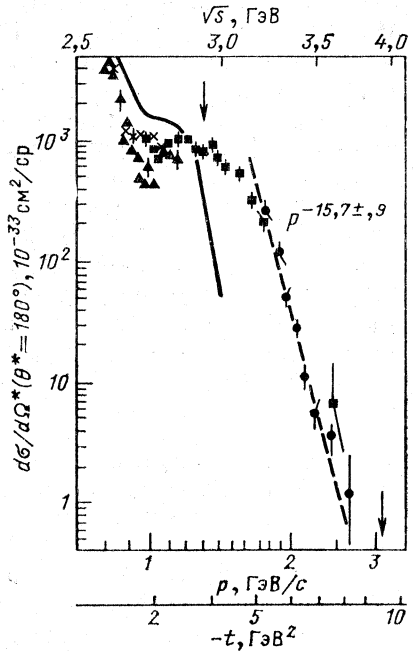


Рис. 12. Дифференциальное сечение упругого π - d -рассеяния назад. Данные из работы [57] и др. (для ссылок см. [57]):

сплошной линией показаны результаты в рамках модели [58]

Здесь будет уместно напомнить и наблюдавшийся ранее широкий пик в полных сечениях pp -рассеяния с участием неполяризованных частиц при $\sqrt{s} = 2,75$ ГэВ [54]. Эффект связывался с возможным возбуждением 1S_0 -, 3P - и 1D_2 -дипротонов в интервале $\sqrt{s} = 2,7 \div 3,0$ ГэВ [55].

$\sqrt{s} = 2,9$ ГэВ. Рисунок 8 демонстрирует также резонансноподобную структуру в поведении $\Delta\sigma_L$ и при $\sqrt{s} \approx 2,9$ ГэВ [51]. Напомним

широкий пик, наблюдавшийся ранее в АНЛ в поведении $d\sigma/d\Omega^*$ (0°) реакции $pp \rightarrow \pi^+d$ [43]. Недавно выполненный анализ показал, что эффект не описывается только за счет взаимодействия нуклона и изобары Δ (1950) в промежуточном состоянии [56], как это считалось ранее (рис. 11).

Важно подчеркнуть, что аналогичные структуры были выявлены в экспериментах АНЛ и в поведении параметра C_{LL} pp -упругого рассеяния для $\theta^* = 90^\circ$ [48], $\Delta\sigma_L$ полного сечения pp -рассеяния [51] (рис. 9), а также ИТЭФ в $d\sigma/d\Omega^*$ (180°) реакции π^-d -упругого рассеяния [57] (рис. 12). Анализ, последовательно выполненный в работах [48, 56], позволил получить оценки для 1_0 -дипротона с массой $(2,9 \pm 0,4)$ ГэВ, $\Gamma_{pp}/\Gamma_{\text{tot}} = 0,1 \div 0,2$ и $\Gamma_{\pi d}/\Gamma_{\text{tot}} = 0,004$.

Важно отметить, что с $M \simeq 2,9$ ГэВ начинается спектр дибарионных резонансов с разделенным цветом, которые могут возникнуть в процессах адронизации цветовой струны за счет двойной цветовой перезарядки [59]. Существование таких состояний в отличие от обсуждавшихся ранее (низколежащих) может служить свидетельством в пользу проявления КХД-физики при промежуточных энергиях, но не физики пионных возбуждений.

Таким образом, широкие структуры ($\Gamma \simeq 100$ МэВ) вблизи $\sqrt{s} \simeq 2,4; 2,7$ и $2,9$ ГэВ, обсуждавшиеся в этом разделе и подтвержденные в различных экспериментах разными группами, могут свидетельствовать в пользу возможного возбуждения дипротонов (см. табл. 3).

4. ДОЛГОЖИВУЩИЕ ДИБАРИОНЫ

Очевидно, что ситуация в секторе узких дибарионов ($\Gamma < 20$ МэВ) значительно сложнее. И сейчас вопрос, скорее, стоит не в их теоретической интерпретации, а в необходимости экспериментально достоверного выделения хотя бы одной сколько-нибудь значимой особенности. В частности, выглядят поспешными, на наш взгляд, утверждения о наблюдении резонансов на том основании, что в спектре эффективных масс оказывается возможным выделить ряд структур. Характерным при этом оказывается отсутствие критического анализа как фона, так и других возможных источников происхождения этих структур. Кроме того, эффекты, как правило, статистически слабообеспечены.

Недавние измерения с использованием реакций $\pi^\pm d \rightarrow \pi^\mp X$ [60] дали некоторое свидетельство в пользу существования наиболее стабильных частиц после нейтрона — дибарионных состояний T^{+++} и T^- с массой $M \simeq 2,0$ ГэВ (рис. 13). Но оказалось, что это именно тот редкий случай, когда теория может дать некоторую информацию, позволившую использовать результаты других экспериментов, в частности [61], и получить строгие ограничения на образования T [62].

Дибарионы T^{+++} и T^- должны были бы быть стабильными относительно сильного взаимодействия, поскольку их масса ниже πNN -

порога, а распад в NN запрещен сохранением изоспина ($I_T = 2$). Электромагнитные распады этих дибарионов также невозможны из-за сохранения заряда. Полулептонные распады

$$T^{+++} \rightarrow ppe^+\nu \quad \text{и} \quad T^- \rightarrow nne^-\bar{\nu} \quad (2)$$

оказываются закрытыми по следующей причине.

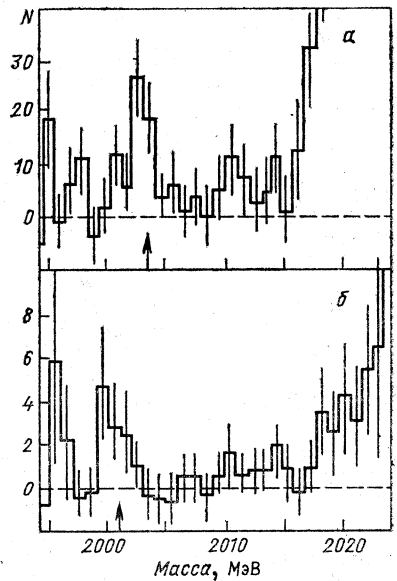
Дело в том, что слабый гамильтониан в секторах

$$d \rightarrow uW^- \quad \text{и} \quad u \rightarrow dW^+ \quad (3)$$

обладает более высокой степенью симметрии, чем обычно отмечается в литературе. Он полностью выражается через генераторы изоспина и в результате не может изменить полный изоспин адронной системы (хотя, конечно, изменяет I_3). Это свойство до сих пор нигде не играло существенной роли. Но для T -состояний оно ведет к нетривиальным следствиям: распады (2) за счет подпроцессов (3) запрещены, поскольку $I_T = 2$ и $I_{NN} = 1$. Детальное рассмотрение показывает, что даже в лучшем случае время жизни таких состояний не может существенно превзойти оценки, полученной ранее в работе [63] $\tau \simeq 10^{-3} \div 10^{-5}$ с.

Рис. 13. Спектры масс в конечных состояниях для реакций $\pi^+d \rightarrow \pi^+X$ и $\pi^-d \rightarrow \pi^+X$ при $T_\pi \simeq 260$ МэВ. Данные из работы [60]:

$a - \pi^-$ регистрировались под углами 35 и 55°; $b - \pi^+$ — под углом 45°; сплошные линии проведены по экспериментальным точкам



С другой стороны, результаты поиска долгоживущих частиц с использованием протонного пучка и бериллиевой мишени для T^- с $\tau_T > 0,001$ с дали ограничение на сечение образования $d^2\sigma/d\Omega dp < 4 \cdot 10^{-43}$ см²/(ср·МэВ·с⁻¹) [61].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Очевидно, что вопрос существования дипротонов остается все еще открытым. И свидетельством в пользу этого служит концентрация серьезных усилий в этой области физики. Решение поставленного вопроса о возможности реализации состояний, содержащих более чем три кварка, как нам кажется, гарантировано экспериментальной и

теоретической активностью. При этом естественно, и это уже не будет сюрпризом, что одним критическим экспериментом либо моделью здесь не обойтись. Необходимы усилия в рамках различных подходов. По-видимому, совместный анализ в рамках связанных каналов позволит значительно приблизить нас к решению проблемы.

Я благодарен Я. И. Азимову, Р. А. Арндту, А. Б. Кайдалову, Л. А. Кондратюку, Б. З. Копелиовичу, Т.-С. Х. Ли, М. Г. Рыскину и А. Юкосаве за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yost G. P., Barnett R. M., Hinchliffe I. e.a.//Phys. Lett. 1988. Vol. B204. P. 1—486.
2. Kravtsov A. V., Ryskin M. G., Strakovsky I. I.//J. Phys. 1983. Vol. G9. P. L187—L190.
3. Yokosawa A.//J. Phys. Soc. Japan. Suppl. 1986. Vol. 55. P. 251—271.
4. Locher M. P., Sainio M. E., Svarc A.//Advances Nucl. Phys. 1986. Vol. 17. P. 47—142.
5. Strakovsky I. I.//Proc. of the 3rd Intern. Symposium on πN and $N N$ Physics. Gatchina, USSR, 1989. Vol. 2. P. 158—180.
6. Aprile E., Hausammann R., Heer E.e.a.//Phys. Rev. 1983. Vol. D27. P. 2600—2623.
7. Arndt R. A., Hyslop III J. S., Roper L. D.//Phys. Rev. 1987. Vol. D35. P. 128—144.
8. Strakovsky I. I.//Czech. J. Phys. 1989. Vol. B39. P. 843—852.
9. Sumy Y., Uehara S.//Progr. Theoret. Phys. 1986. Vol. 75. P. 646—655.
10. Shypit R. L., Bugg D. V., Lee D. M. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 60. P. 901—904; Vol. 61. P. 2385; Shypit R. L., Bugg D. V., Sanjari A. H. e.a.//Phys. Rev. 1989. Vol. C40. P. 2203—2217.
11. List W., Boschitz E. T., Garcilazo H. e.a.//Phys. Rev. 1988. Vol. C37. P. 1587—1593; 1594—1599.
12. Страковский И. И., Кравцов А. В., Рыскин М. Г.//ЯФ. 1984. Т. 40. С. 429—439.
13. Arndt R. A., Roper L. D., Bryan R. A. e.a.//Phys. Rev. 1983. Vol. D28. P. 97—122.
14. Stevenson N. R., Shin Y. M.//Phys. Rev. 1987. Vol. C36. P. 1221—1224.
15. Aprile-Giboni E., Bystricky J., Deregél J. e.a.//Nucl. Phys. 1984. Vol. A431. P. 637—668.
16. Tanaka N., Gazzaly M. M., Pauletta G. e.a.//Phys. Rev. 1988. Vol. C37. P. 2071—2074.
17. Wicklund A. B., Arenton M. W., Ayres D. S. e.a.//Phys. Rev. 1987. Vol. D35. P. 2670—2717.
18. Kroll P.//Preprint Wuppertal University. WU B 85-14. Wuppertal, 1985.
19. Jaffe R.//Phys. Rev. 1977. Vol. D15. P. 267—280; Matveev V. A., Sorba P.//Lett. Nuovo cimento. 1977. Vol. 20. P. 435—439; Aerts A.T., Mulders P.J., de Swart J.J.//Phys. Rev. 1980. Vol. D21. P. 1370—1387; Mulders P.J., Aerts A.T., de Swart J.J.//Phys. Rev. 1980. Vol. D21. P. 2653—2671.
20. Vinh Mau A., Lacombe M., Loiseau B. e.a.//Phys. Lett. 1985. Vol. B150. P. 259—264; Luzzi F. Preprint Syracuse University. COO-3533-290. SU-4222-230. Syracuse, 1984.
21. Gliozzi F., Scherk J., Olive D.//Nucl. Phys. 1977. Vol. B122. P. 253—290.
22. Hiroshige N., Kawasaki M., Takabayashi K. e.a.//Progr. Theoret. Phys. 1984. Vol. 72. P. 1287—1290.
23. Saha A., Seth K.K., Kielczewska D. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 51. P. 759—762; Seth K.K., Saha A., Kielczewska D. e.a.//Phys. Lett. 1983. Vol. B126. P. 164—168.

24. Barlow D.B., Saha A., Seth K.K. e.a.//Phys. Rev. 1988. Vol. C37.P. 1977—1986.
25. Niskanen J.//Nucl. Phys. 1978. Vol. A298. P. 417—451; Phys. Lett. 1978. Vol. B79. P. 190—194.
26. Blankleider B., Afnan I.R.//Phys. Rev. 1981. Vol. C24. P. 1572—1595.
27. Lamot G.H., Perrot J.L., Fayard C., Mizutani T.//Phys. Rev. 1987. Vol. C35. P. 239—253.
28. Falthan C.E., Shypit R., Axen D.A. e.a.//Nucl. Phys. 1985. Vol. A433. P. 649—670.
29. Ryskin M.G., Strakovsky I.I.//Phys. Rev. Lett., 1988. Vol. 61. P. 2384.
30. Arvieux J., Rinat A.S.//Nucl. Phys. 1980. Vol. A350. P. 205—226;
- Hiroshige N., Watari W., Yonezawa M.// Progr. Theoret. Phys. 1984. Vol. 72. P. 1282—1286.
31. Hiroshige N., Watari W., Yonezawa M.//Progr. Theoret. Phys. 1984. Vol. 72. P. 1146—1157; Bugg D.V., Hasan A., Shypit R.L.//Nucl. Phys. 1988. Vol. A477. P. 546—558.
32. Lehar F., Lechanoine-LeLuc C., Bystricky J.//J. Phys. 1987. Vol. 48. P. 1273—1290.
33. Hoshizaki N. Preprint Kyoto University Kyoto, 1989.
34. Hidaka K. Preprint Tsukuba University. Tsukuba, 1989.
35. Bugg D.V.//Proc. of the 3rd Intern. Symposium on πN and NN Physics. Gatchina, USSR, 1989. Vol. 2. P. 57—66.
36. Borkowski M.Ja., Gaditsky V.G., Gavrilov G.E.e.a.//J. Phys. 1985. Vol. G41. P. 69—83.
37. Vogelzang J., Bakker B.L.G., Boersma H.J.//Nucl. Phys. 1986. Vol. A452. P. 644—668.
38. Boswell J., Altemus A., Minehart R. e.a.//Phys. Rev. 1982. Vol. C25. P. 2540—2549.
39. Richard-Serre C., Hirt W., Measday D.F. e.a.//Nucl. Phys. 1970. Vol. B20. P. 413—440.
40. Nann H., Iversen S., Kaletka M.e.a.//Phys. Lett. 1979. Vol. B88. P. 257—261.
41. Akemoto M., Baba K., Endo I. e.a.//Phys. Lett. 1984. Vol. B149.P. 321—324.
42. Dekkers D., Jordan B., Mermod R. e.a.//Phys. Lett. 1964. Vol. 11. P. 161—164.
43. Anderson H.L., Dixit M.S., Evans H.J. e.a.//Phys. Rev. 1971. Vol. D3. P. 1536—1556; Anderson H.L., Larson D.A., Myriantopoulos L.C. e.a.//Phys. Rev. 1974. Vol. D9. P. 580—596.
44. Strakovsky I.I.//Few Body Problems in Physics/Eds. L.D. Faddeev, T.I.Kopaleishvili. Singapore: World Scientific, 1985. P. 209—217.
45. Heinz A.M., Overseht O.E., Pellett D.E. e.a.//Phys. Rev. 1968. Vol. 167. P. 1232—1239.
46. Bakker B.L.G., Strakovsky I.I.//Nucl. Phys. 1989. Vol. A505. P. 551—560.
47. Mayer B., Bertini A., Cameron J.M. e.a.//Nucl. Phys. 1985. Vol. A437. P. 630—642; Bertini A., Arvieux J., Boivin M. e.a.//Phys. Lett. 1985. Vol. B162. P. 77—80; Bertini R., Roy G., Durand J.M. e.a.//Phys. Lett. 1988. Vol. B203. P. 18—21.
48. Auer I.P., Chang-Fang C., Colton E. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 48. P. 1150—1152.
49. Lin A., O'Fallon J.R., Ratner L.G. e.a.//Phys. Lett. 1978. Vol. B74. P. 273—276.
50. Akemoto M., Baba K., Endo I. e.a.//Phys. Rev. Lett., 1983. Vol. 51. P. 1838—1841.
51. Auer I.P., Colton W.R., Ditzler H. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1989. Vol. 62. P. 2649—2665.
52. Perrot F., Fontaine J.M., Bystricky J. e.a.//Proc. of the 3rd Intern. Symposium on πN and NN Physics. Gatchina, USSR, 1989. Vol. 2. P. 28—56.

53. Hoshizaki N.//Proc of the Workshop on the Experiments by Polarized Proton and Electron Beams. Tsukuba, Japan, 1988. P. 201—212.
54. Bugg D.V., Salter D.C., Stafford G.H. e.a.//Phys. Rev. 1966. Vol. 146. P. 980—992.
55. Lomon E.L.//Proc. of the 3rd Intern. Symposium on High Energy Spin Physics. Minnesota, 1988.
56. Chuvilo I.V., Kondratyuk L.A., Radkevich I.A. e.a. Preprint ITEP 86-164. Moscow, 1986.
57. Abramow B.M., Dukhovskoy I.A., Kishkurno V.V. e.a.//Nucl. Phys. 1981. Vol. A372. P. 304—316; Phys. Lett. 1987. Vol. B189. P. 295—298.
58. Кондратюк Л. А., Лев Ф. М., Шевченко Л. В.//ЯФ. 1981. Т. 33. С. 1208—1223.
59. Копелиович Б.З., Нидермайер Ф.//ЖЭТФ. 1984. Т. 87. С. 1121—1140.
60. Ashery D., Lichtenstadt J., Piasezky E. e.a.//Phys. Lett. 1988. Vol. B215. P. 41—44.
61. De Boer F.W.N., van Dantzig A., Daum M. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. P. 423—426.
62. Азимов Я. И., Страковский И.И.//ЯФ. 1990. Т. 51. С. 614—615; Azimov Ya. I., Strakovsky I.I. Preprint TRIUMF (TRI-PP-89-87. Vancouver, 1989.
63. Kaidalov A.B. Preprint ITEP 86-128. Moscow, 1986.