

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

39.171.112

## ДИБАРИОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ

М. М. Макаров

### СОДЕРЖАНИЕ

Введение	185
1. Дибарионные резонансы в протон-протонном рассеянии	
а) $\Delta\sigma_L$ (186). б) $\Delta\sigma_T$ и $\Delta\sigma_T - \Delta\sigma_L$ (187). в) Поляризация (188). г) $C_{LL}$ (189).	
д) $C_{NN}$ и $C_{NN} - C_{LL}$ (190). е) Упругое рассеяние (191). ж) Дисперсионный анализ (192). з) Фазовый анализ (192). и) Неупругие реакции (193). к) Нерезонансная интерпретация экспериментальных данных (193).	
2. Дибарионные резонансы в фоторасщеплении дейтона	195
3. Дибарионные резонансы при взаимодействии пионов с дейтонами	200
4. Дибарионные резонансы с $T = 0$	204
Заключение	209
Цитированная литература	212

### ВВЕДЕНИЕ

В физике элементарных частиц при промежуточных энергиях за последние три года произошел качественный скачок, связанный с обнаружением новых эффектов в двухнуклонных системах, которые можно интерпретировать как проявление дибарионных резонансов. Существование дибарионных резонансов предсказывается теоретически многими моделями. Например, модель кварковых мешков <sup>1,2</sup> предсказывает дибарионный резонанс, который состоит из шести кварков внутри оболочки. Модель струны <sup>3</sup> дает дибарионный резонанс, в котором шесть кварков связаны между собой струнами. Потенциальная нуклон-нуклонная модель <sup>4</sup> также предсказывает слабо связанные системы и резонансы. Поиск дибарионных резонансов принципиально важен для понимания нуклон-нуклонных взаимодействий, для теоретического рассмотрения структуры адронов. Несмотря на важность проблемы, только в 1977 г. появились первые экспериментальные работы, в которых сообщалось об обнаружении эффектов, дающих возможность трактовать их с точки зрения существования дибарионных резонансов. Это, в первую очередь, работы, выполненные в Аргоннской Национальной лаборатории (АНЛ) США <sup>5</sup>, в которых сообщалось о возможном наблюдении <sup>3</sup>F<sub>2</sub> резонанса в нуклон-нуклонном рассеянии, и опыты по фоторасщеплению дейтона, проведенные в Японии <sup>6</sup>, из которых был сделан вывод о существовании изоскалярного 3<sup>+</sup>-резонанса. После этих исследований появилось большое число экспериментальных и теоретических работ, посвященных проблеме дибарионных резонансов. Стали проводиться симпозиумы по дибарионным резонансам, появились обзоры <sup>7,8</sup> по отдельным циклам экспериментов, где есть указания на существование дибарионов. Цель этой работы заключается в том, чтобы рассмотреть все наиболее важные направления экспериментальных исследований, связанных с проблемой дибарионных резонансов.

## 1. ДИБАРИОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ В ПРОТОН-ПРОТОННОМ РАССЕЯНИИ

а)  $\Delta\sigma_L$ 

Первым экспериментом, в котором в нуклон-нуклонном рассеянии получено указание на существование дибарионных резонансов, было измерение разности между продольными полными сечениями для антипараллельных и параллельных спиновых состояний  $\Delta\sigma_L$ . На рис. 1 представлен результат этой работы, в которой неожиданно была обнаружена отчетливая структура — глубокий минимум при импульсе около 1,5 ГэВ/с. Этой структуры нет в энергетической зависимости усредненных по спину полных сечений, но структура имеется в зависимости от энергии полных сечений рассеяния частиц с параллельно направленными спинами (см. рис. 1). Для того чтобы понять, с чем могут быть связаны эти эффекты, надо рассмотреть как выражаются полные сечения  $\sigma$ , разности сечений в чистых спиновых состояниях  $\Delta\sigma_L$ ,  $\Delta\sigma_T$  в терминах спиральных и частично-волновых амплитуд:

$$\sigma = \frac{1}{2} \sigma(\rightleftharpoons) + \sigma(\rightarrow) = \frac{2\pi}{k} \text{Im} [\Phi_1(0) + \Phi_3(0)], \quad (1)$$

$$\Delta\sigma_L = \sigma(\rightleftharpoons) - \sigma(\rightarrow) = \frac{4\pi}{k} \text{Im} [\Phi_1(0) - \Phi_3(0)], \quad (2)$$

$$\Delta\sigma_T = \sigma(\uparrow\downarrow) - \sigma(\uparrow\uparrow) = \frac{4\pi}{k} \text{Im} \Phi_2(0), \quad (3)$$

где  $k$  — импульс в СЦМ, а  $\Phi$  — спиральные амплитуды:

$$\Phi_1 = \langle ++ | \Phi | ++ \rangle, \quad (4)$$

$$\Phi_2 = \langle ++ | \Phi | -- \rangle, \quad (5)$$

$$\Phi_3 = \langle +- | \Phi | +- \rangle. \quad (6)$$

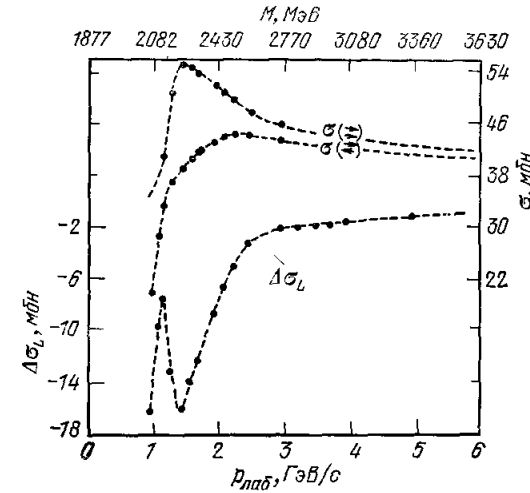


Рис. 1. Разность полных сечений и полные сечения в чистых спиновых состояниях.

Напомним, что при рассмотрении системы из двух протонов имеется всего три независимых сечения, которые однозначно определяют мнимую часть амплитуд рассеяния вперед  $\Phi_1(0)$ ,  $\Phi_2(0)$ ,  $\Phi_3(0)$ .

В терминах частично-волновых амплитуд выражения для сечений выглядят так:

$$\sigma(\rightleftharpoons) = \frac{4\pi}{k^2} \sum_J \text{Im} [(2J+1) R_J + (J+1) R_{J+1, J} + J R_{J-1, J} + 2 \sqrt{J(J+1)} R^J], \quad (7)$$

$$\sigma(\rightarrow) = \frac{4\pi}{k^2} \sum_J \text{Im} [(2J+1) R_{JJ} + J R_{J+1, J} + (J+1) R_{J-1, J} + 2 \sqrt{J(J+1)} R^J], \quad (8)$$

$$\Delta\sigma_L = \frac{4\pi}{k^2} \sum_J \text{Im} [(2J+1) (R_J - R_{JJ}) + R_{J+1, J} - R_{J-1, J} + 4 \sqrt{J(J+1)} R^J], \quad (9)$$

$$\Delta\sigma_T = -\frac{4\pi}{k^2} \sum_J \text{Im} [-(2J+1) R_J + (J+1) R_{J+1, J} + J R_{J-1, J} + 2 \sqrt{J(J+1)} R^J], \quad (10)$$

где  $R_{JJ}$  и  $R_{J\pm 1, J}$  — спиновые триплетные парциально-волновые амплитуды с  $J = L$  нечетным, и с  $J = L \mp 1$  четным соответственно,  $R^J$  — смешанный член  $L = J \pm 1$ -состояний,  $R_J$  — спиновый синглет с  $J = L$  четным.

Как видно из выражений (7) и (8), парциальной волной, характеризующей параллельное сечение, где есть эффект, и отсутствующей в антипараллельном сечении, где его нет, является волна  $R_{JJ}$ . Таким образом, резонанс, если он ответствен за структуру, может быть в состояниях  ${}^3P_1$ ,  ${}^3F_3$ ,  ${}^3H_5$  и т. д. Его масса, соответствующая энергии, при которой обнаружен эффект в  $\Delta\sigma_L$ , равна приблизительно 2,26 ГэВ и ширина около 200 МэВ. Заметим, что  $\Delta\sigma_L$  имеет очень малый фон из-за сокращения фонов  $\text{Im } \Phi_1(0)$  и  $\text{Im } \Phi_3(0)$ , что следует из (2), тогда как полное сечение  $\sigma$  содержит большой фон. Поэтому структура видна явно в  $\Delta\sigma_L$ , но не в  $\sigma$ .

Другая особенность, обнаруженная при измерении  $\Delta\sigma_L$ , — это пик при 1,2 ГэВ/с.

### б) $\Delta\sigma_T$ и $\Delta\sigma_T - \Delta\sigma_L$

В АНЛ и на мезонной фабрике ТРИУМФ в Канаде измерено было также  $\Delta\sigma_T$ <sup>9, 10</sup> (рис. 2). На рисунке видны четкие максимумы при 2,0 ГэВ/с и 1,2 ГэВ/с. Поскольку максимум при 1,2 ГэВ/с имеется и в  $\Delta\sigma_L$ , и в  $\Delta\sigma_T$ , то, как следует из (9) и (10), эта структура может быть обусловлена только спиновым синглетом. Также только спиновым синглетом может быть обусловлен максимум в  $\Delta\sigma_T$  при 2 ГэВ/с. Таким образом, при 1,2 ГэВ/с

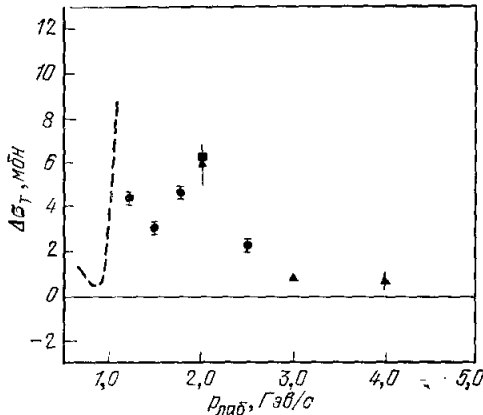


Рис. 2. Разность полных сечений  $\Delta\sigma_T = \sigma(\uparrow\downarrow) - \sigma(\uparrow\uparrow)$ .

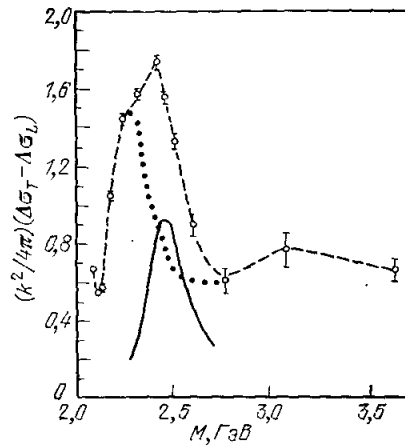


Рис. 3. Триплетная структура при 2,0 ГэВ/с (пунктирная кривая — из данных  $\Delta\sigma_L$ ).

масса 2,15 ГэВ и 2 ГэВ/с (масса 2,45 ГэВ) резонанс может быть в состояниях  ${}^1S_0$ ,  ${}^1D_2$ ,  ${}^1G_4$  и т. д.

Если  $\Delta\sigma_T$  содержит только синглетные структуры, то можно ожидать увидеть только триплетные структуры в энергетической зависимости ( $\Delta\sigma_T - \Delta\sigma_L$ ). Как видно из рис. 3, наблюдается еще одна триплетная структура при 2 ГэВ/с в дополнение к уже известной при 1,5 ГэВ/с, показанной на том же рисунке. Запишем разность

$$\Delta\sigma_T - \Delta\sigma_L \sim (2J + 1) \text{Im } R_{JJ} - (J + 2) \text{Im } R_{J+1, J} - (J - 1) \text{Im } R_{J-1, J}. \quad (11)$$

Отсюда видно, что резонанс может быть в состоянии только  $R_{JJ}$ , так как только член с  $R_{JJ}$  имеет положительный знак в  $(\Delta\sigma_T - \Delta\sigma_L)$ . Кстати, этот резонанс, возможно, объясняет несимметричность пика в  $\sigma(\rightarrow)$  при 1,5 ГэВ/с.

### в) Поляризация

Для того чтобы точно установить свойства резонансов (спин и четность), необходимо изучить другие характеристики рр-рассеяния. На рис. 4 представлены данные<sup>11</sup> по поляризации при фиксированном переданном импульсе  $|t|$ . Как следует из рисунка, имеется структура около 1,5 ГэВ/с, но нет никакого проявления пика при 1,2 ГэВ/с. Этого следовало ожидать, так как поляризация не включает синглетный член. Используя данные по поляризации, можно определить<sup>12</sup>, какая парциальная волна описывается брейт-вигнеровской формулой. Резонансный эффект можно рассмотреть, изучая энергетическую зависимость коэффициентов в разложении дифференциальных сечений и поляризации по полиномам Лежандра<sup>11, 13</sup>:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{k^2} \sum_{n=0}^{\infty} a_n P_n(\cos \theta), \quad (12)$$

$$P \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{k^2} \sum_{n=2}^{\infty} b_n P_n^{(1)}(\cos \theta) \quad (13)$$

(из-за симметрии  $n$  должно быть четным).

Рис. 4. Поляризация при  $0,1 < |t| < 0,2$ .

Оказалось, что все коэффициенты  $a_n$  и  $b_n$  с  $n \geq 8$  полностью исчезают в области импульсов 1—2 ГэВ/с. Поэтому можно пренебречь в этом энергетическом интервале волнами с  $J > 4$  и  $L > 4$ . Следовательно, возможный  $R_{JJ}$  резонанс при 1,5 ГэВ/с есть  ${}^3P_1$  или  ${}^3F_3$ . Анализ значений  $b_n$  показал

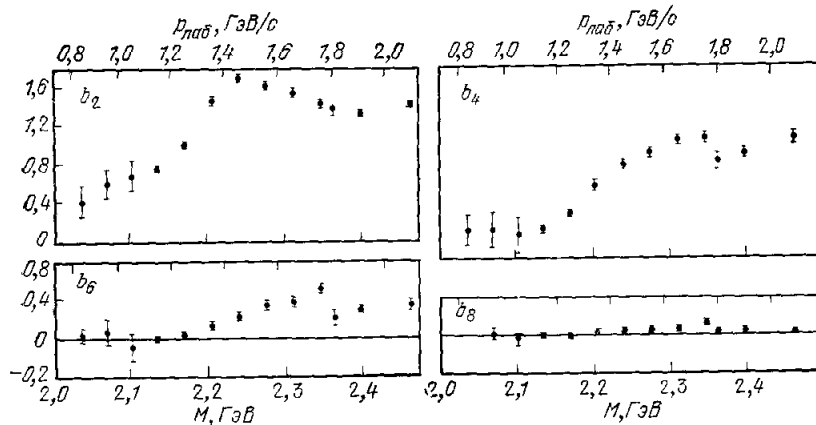


Рис. 5. Коэффициенты Лежандра в разложении данных по поляризации.

(рис. 5), что все коэффициенты проявляют структуру около 1,5 ГэВ/с, но резонанс  ${}^3P_1$  не может объяснить возрастание с энергией коэффициента  $b_6$ , так как он не включает  ${}^3P_1$ -волну. Подробное изучение коэффициентов  $b_2$ ,  $b_4$ ,  $b_6$ <sup>12, 14</sup> показало, что их сильная энергетическая зависимость может

быть объяснена поведением  ${}^3F_3$ , совпадающим с брейт-вигнеровской формулой. Из данных по  $\Delta\sigma_L$  можно было оценить упругость  $\Gamma_{\text{упр}}/\Gamma$  для  ${}^3F_3$ -резонанса: 0,15—0,25.

Представляет интерес рассмотреть энергетическую зависимость поляризации при угле  $\theta_{\text{цм}} = 63^\circ$ , так как волна  ${}^3F_3$  не вносит вклада в поляризацию при этом угле ( $P_3 = 0$ ). На рис. 6 представлена зависимость  $k^2 p (d\sigma/d\Omega)/\sin 2\theta_{\text{цм}}$  от  $p_{\text{лаб}}$ . Эта величина пропорциональна

$$(2\text{Im } {}^3P_0 + 3\text{Im } {}^3P_1) \text{Re } {}^3P_2 - (2\text{Re } {}^3P_0 + 3\text{Re } {}^3P_1) \text{Im } {}^3P_2, \quad (14)$$

если пренебречь вкладом более высоких парциальных волн. Так как из

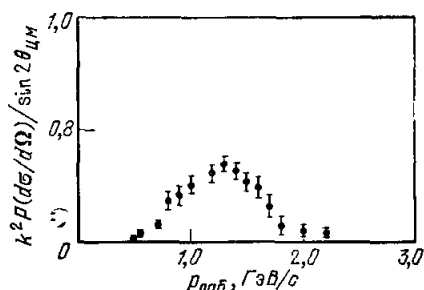


Рис. 6. Энергетическая зависимость поляризации при  $\theta_{\text{цм}} = 63^\circ$ .

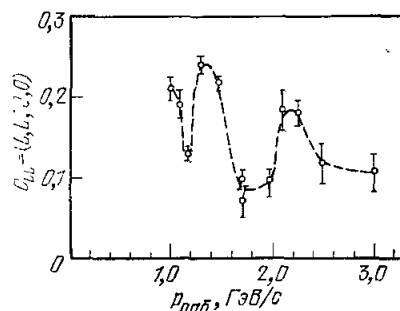


Рис. 7. Спин-спиновый корреляционный параметр  $C_{LL}$  при  $\theta_{\text{цм}} = 90^\circ$ .

фазовых анализов известно, что парциальная волна  ${}^3P_2$  имеет слабую энергетическую зависимость, то наблюдаемый максимум при 1,3 ГэВ/с, возможно, есть следствие резонанса в  ${}^3P_0$ - или  ${}^3P_1$ -состоянии.

### г) $C_{LL}$

В АНЛ был измерен <sup>15</sup> спин-спиновый корреляционный параметр  $C_{LL}(\theta_{\text{цм}})$  в  $pp$ -рассеянии для углов  $70^\circ \leq \theta_{\text{цм}} \leq 110^\circ$  и интервала импульсов от 1,0 до 3,0 ГэВ/с. На рис. 7 представлены величины  $C_{LL}$

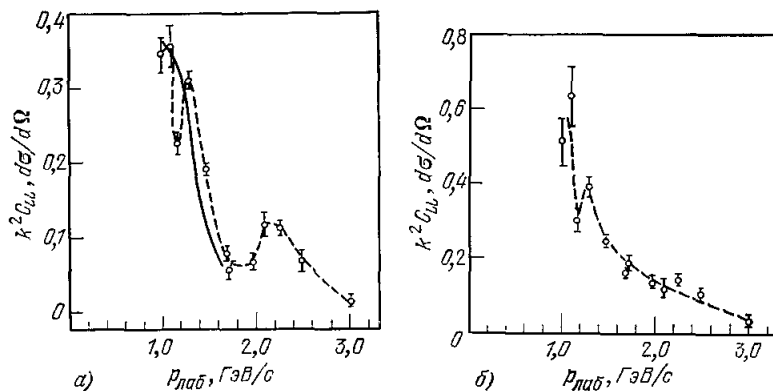


Рис. 8.  $k^2 C_{LL} (d\sigma/d\Omega)$  при  $\theta_{\text{цм}} = 90^\circ$  (а) и  $74^\circ$  (б).

Штриховая кривая проведена от руки через экспериментальные точки. Сплошная кривая — вклад  ${}^3F_3$ -резонанса.

при  $\theta_{\text{цм}} = 90^\circ$ . Наблюдается резкий минимум при 1,2, ГэВ/с, быстрый спад около 1,5 ГэВ/с и структура вблизи 2 ГэВ/с. Рассмотрим сначала быстрый спад при 1,5 ГэВ/с. Для того чтобы определить вклад

парциальных волн, на рисунке 8 представлены безразмерные величины  $k^2 C_{LL} (d\sigma/d\Omega)$  при  $\theta_{\text{цм}} = 90^\circ$ :

$$\left[ k^2 C_{LL} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \right]_{90^\circ} = 0,77 |^3F_3|^2 + \text{Im } A \cdot \text{Im } ^3F_3 + \text{Re } A \cdot \text{Re } ^3F_3 + \dots \text{ члены без } ^3F_3; \quad (15)$$

здесь  $A$  — сумма других парциальных волн, которые могут быть оценены из результатов фазового анализа. Подставив эти величины и параметры  $^3F_3$ -резонанса, можно получить быстрый спад, как указано на рис. 8.

Теперь о структуре при 2,0 ГэВ/с. Из предыдущего рассмотрения следовало, что резонансоподобная структура при 2 ГэВ/с обусловлена синглетным состоянием. Вклад синглетных состояний в  $C_{LL}$  следующий:

$$k^2 C_{LL} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = - |^1S_0 + 5^1P_2 P_2 (\cos \theta) + 9^1G_4 P_4 (\cos \theta) + \dots|^2 + \dots \quad (16)$$

При угле  $\theta_{\text{цм}} = 74^\circ$ , где  $P_4 = 0$ , вклад  $^1G_4$  должен исчезать. Действительно, как следует из рис. 8, б, структура при 2 ГэВ/с отсутствует при  $74^\circ$ . Из этого следует, что возможный резонанс при 2 ГэВ/с есть  $^1G_4$ .

Что касается резкого минимума при 1,2 ГэВ/с, то можно предполагать, что он обусловлен синглетным состоянием  $^1D_2$ . То, что это состояние синглетное, следовало из максимумов в  $\Delta\sigma_L$  и  $\Delta\sigma_T$ . Структура в  $C_{LL}$  с минимумом при 1,2 ГэВ/с на рис. 8 также может следовать из резонансоподобного поведения  $^1D_2$  <sup>16</sup>.

#### д) $C_{NN}$ и $|C_{NN} - C_{LL}|$

Спин-спиновый корреляционный параметр  $C_{NN}$  в pp-рассеянии измерялся во многих лабораториях <sup>17-22</sup>. Данные, полученные в АНЛ <sup>17</sup>, где параметр  $C_{NN}$  измерялся для  $|t| \geq 0,2$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> и восьми значений импульсов протонов от 1,1 до 2,75 ГэВ/с, показали, что в интервале 1,1—2 ГэВ/с резко изменяется режим угловой зависимости параметра  $C_{NN}$ . Наиболее интересны

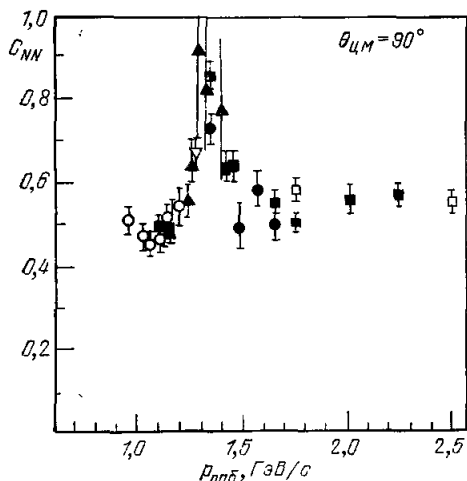


Рис. 9. Спин-спиновый корреляционный параметр  $C_{NN}$  при  $\theta_{\text{цм}} = 90^\circ$ .

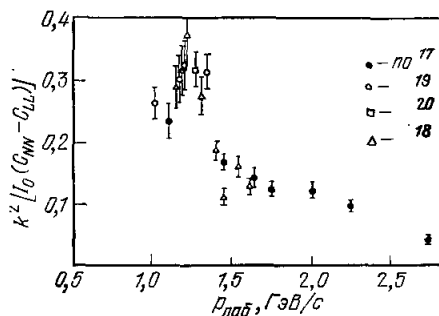


Рис. 10.  $k^2 [I_0 (C_{NN} - C_{LL})]$  при  $90^\circ$  для разных значений импульсов протонов.

измерения при  $\theta_{\text{цм}} = 90^\circ$  (рис. 9), так как при этом значении угла параметр  $C_{NN}$  просто связан с сечениями в триплетных ( $\sigma_t$ ) и синглетных состояниях ( $\sigma_s$ ):

$$\frac{1 + C_{NN}}{1 - C_{NN}} = \frac{\sigma_t}{\sigma_s}. \quad (17)$$

Если верны эти данные <sup>17</sup>, то максимум  $C_{NN}$  ( $90^\circ$ ), достигаемый при 1,34 ГэВ/с, приводит к величине  $\sigma_t/\sigma_s = 15$ , что указывает на сильное доминирование триплетного состояния. Другие измерения <sup>18</sup> дают несколько меньшее значение  $\sigma_t/\sigma_s$ , но важно, что наблюдаемая структура лежит в окрестности предполагаемых  $^1D_2$  и  $^3F_3$ -резонансов и может являться их следствием.

В работе ЛИЯФ — ОИЯИ <sup>18</sup>, где приводятся результаты измерения  $C_{NN}$  при пяти значениях энергии в интервале 690—950 МэВ, предложено анализировать разность  $(C_{NN} - C_{LL})$  при угле  $90^\circ$ . В эту величину ни  $^3F_3$ , ни  $^1D_2$  вклада не вносят. На конференции в Лозанне Юкасава продемонстрировал <sup>23</sup> имеющиеся экспериментальные данные (рис. 10). Резкая структура, наблюдаемая при 1,3 ГэВ/с, т. е. при том же импульсе, где имелся эффект в поляризации ( $\theta_{ЦМ} = 63^\circ$ ), указывает, что наиболее вероятное триплетное состояние, ответственное за эту структуру, это  $^3P_0$ .

### е) Упругое рассеяние

В полном упругом рр-сечении при 1,5 ГэВ/с также имеется структура <sup>8</sup> (рис. 11). Упругое сечение выражается через амплитуды парциальных волн следующим образом:

$$\sigma_{\text{упр}} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_J (2J+1) (|R_{JJ}|^2 + |R_{J+1,J}|^2 + |R_{J-1,J}|^2 + |R^J|^2). \quad (18)$$

Величина максимума при 1,5 ГэВ/с совпадает с предположением о  $^3F_3$ -резонансе при упругости 0,15—0,25, оцененной из данных по  $\Delta\sigma_L$ .

Как известно, усредненная по спину амплитуда упругого рр-рассеяния вперед хорошо экспериментально определена <sup>24</sup>. Отношение реальной

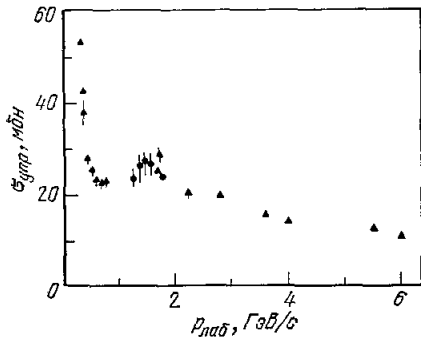


Рис. 11. Полное сечение упругого рр-рассеяния.

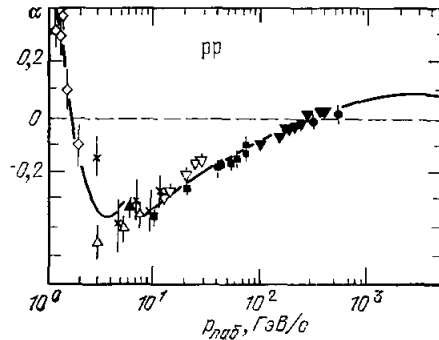


Рис. 12. Отношение  $\alpha$  реальной части амплитуды рр-рассеяния к мнимой при  $|t| = 0$ .

части к мнимой (рис. 12) изменяет знак около 1,4 ГэВ/с. Это изменение знака не имело раньше какого-нибудь убедительного объяснения. Вообще такая ситуация, когда происходит быстрое падение с изменением знака, характерна для реальной амплитуды вблизи резонанса, если не происходит ослабления из-за фоновых эффектов. Данные, представленные на рис. 12, хорошо объясняются <sup>16</sup> существованием  $^1D_2$ - и  $^3F_3$ -резонансов.

В экспериментально измеренной зависимости  $d\sigma/dt$  от импульса при углах меньше  $40^\circ$  есть указание на максимум при 1,5 ГэВ/с, который уменьшается с увеличением угла и исчезает при углах больше  $50^\circ$ . Эта зависимость также хорошо объясняется  $^3F_3$ -резонансом.

## ж) Д и с п е р с и о н н ы й а н а л и з

Грейн и Кролл, используя данные для  $\Delta\sigma_L$  и применив дисперсионные соотношения, рассчитали <sup>25</sup> реальную часть  $[\Phi_1(0) - \Phi_3(0)]$ . Они показали, что диаграмма Аргана для амплитуды

$$A_3 = -\frac{I_{\text{лаб}}}{k_{\text{ЦМ}}} [\Phi_1(0) - \Phi_3(0)]$$

имеет явное резонансноподобное поведение (рис. 13) около 1,5 ГэВ/с и 1,2 ГэВ/с.

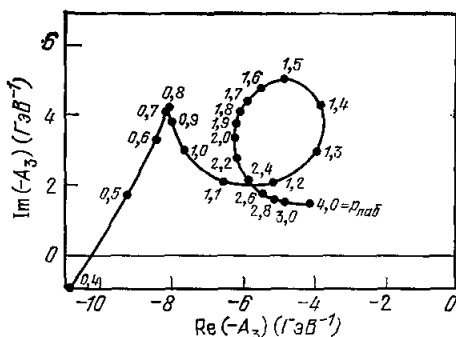


Рис. 13. Диаграмма Аргана для  $[\Phi_1(0) - \Phi_3(0)]$ .

## з) Ф а з о в ы й а н а л и з

Фазовый анализ в области предполагаемых дибарионных резонансов выполнялся несколькими группами <sup>16, 26-29</sup>.

Хошизаки проделал фазовый анализ <sup>16</sup> в интервале импульсов 1,1—3 ГэВ/с, используя всю имеющуюся к 1978 г. информацию и реальные части амплитуд рассеяния вперед из дисперсионного анализа Грейна и Кролла <sup>25</sup>. Диаграммы Аргана, полученные в его анализе для  $^1D_2$ - и  $^3F_3$ -состояний,

Хошизаки проделал фазовый анализ <sup>16</sup> в интервале импульсов 1,1—

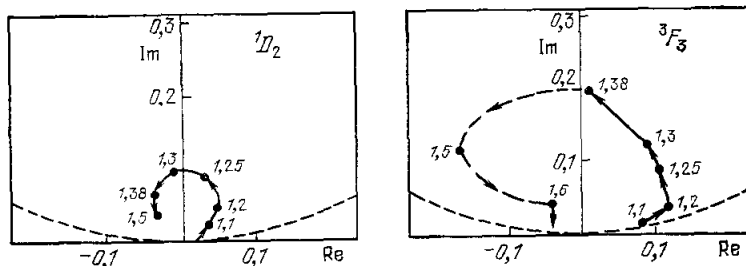


Рис. 14. Диаграмма Аргана для  $^1D_2$ - и  $^3F_3$ -парциальных волн из фазового анализа Хошизаки <sup>16</sup>.

Вклад фона вычтен.

приведены на рис. 14. Фон вычитался в предположении гладкого его поведения и при экстраполяции из низких энергий в резонансную область. Как следует из рис. 14, получено четкое указание на существование  $^1D_2$ - и  $^3F_3$ -резонансов.

Недавно Ардт выполнил <sup>26</sup> фазовый анализ pp-рассеяния: энергонезависимый до 800 МэВ и энергозависимый до 900 МэВ. Его результаты также подтверждают существование  $^1D_2$ - и  $^3F_3$ -резонансов.

Фазовый анализ до энергий 750 МэВ был выполнен в Сакле <sup>27</sup>. При энергиях выше 550 МэВ получено два решения, одно из которых находится в хорошем согласии с результатами Хошизаки, но следует отметить, что этот фазовый анализ был сделан при энергиях, меньших, чем резонансное значение для  $^3F_3$ -состояния.

В 1980 г. опубликованы <sup>28</sup> результаты нового фазового анализа, сделанного Хошизаки при 1,1; 1,275; 1,45 и 1,7 ГэВ/с с включением данных, полученных в последние годы на синхротроне ЛИЯФ и на мезонных фабриках в США и Швейцарии. Помимо подтверждения существования



$^1D_2$ - и  $^3F_3$ -резонансов, имеются указания на структуру в энергетической зависимости параметра поглощения в  $^3P_2$ -волне при импульсе около 1,7 ГэВ/с. Имеет ли это какое-либо отношение к структуре в  $(\Delta\sigma_T - \Delta\sigma_L)$  при 2,0 ГэВ/с, покажет будущее. Еще одно указание нового анализа — возможность резонанса в  $^3P_0$ - или  $^3P_1$ -волне при 1,3 ГэВ/с. Это не противоречит ранее сделанным предположениям из измерения  $(C_{NN} - C_{LL})$  при  $90^\circ$  и поляризации при  $63^\circ$ .

В том же году опубликованы предварительные результаты фазового анализа <sup>29</sup>, выполненного в интервале импульсов 1,0—1,5 ГэВ/с другой японской группой. Отличие этой работы от фазового анализа Хошизаки заключается в основном в том, что не используются как входные данные амплитуды рассеяния вперед, полученные в дисперсионном анализе Грейна и Кролла <sup>25</sup>. Несмотря на это, основные выводы из фазового анализа Хошизаки подтверждаются.

### и) Неупругие реакции

Так как предполагаемые резонансы имеют малую упругость, то в основном их распад должен происходить через другие каналы (неупругие):  $NN \rightarrow NN\pi$ ,  $\pi d$ . Поэтому следует ожидать заметный вклад резонансов, например, в одиночное образование мезонов  $pp \rightarrow p\pi\pi^+$ ,  $pp\pi^0$ . Такая модель рассматривалась в работе Кёнига и Кролла <sup>30</sup> (подробности см. дальше). Оказалось, что введение  $^1D_2$ - и  $^3F_3$ -резонансов позволяет существенно лучше описать энергетическую зависимость сечений неупругих каналов в состоянии с  $T = 1$  для интервала импульсов 1—2 ГэВ/с.

### к) Нерезонансная интерпретация экспериментальных данных

Сразу же после опубликования первых аргонских данных и их объяснения как резонансов, появились работы, в которых предлагалась нерезонансная интерпретация экспериментальных результатов. Возможность нерезонансной интерпретации связана в основном с тем, что наблюдаемые эффекты находятся вблизи порога образования (3.3) изобары и в той области энергий, где резко увеличивается сечение неупругих процессов.

В ряде работ делались предположения о необходимости рассмотрения более высоких парциальных волн и другой оценки фоновых эффектов <sup>31</sup>, о возможном объяснении наблюдаемых результатов с помощью модели неупругих порогов, учитывающей однобозонный обмен (ОБО) <sup>32</sup> и т. д. Эти соображения обсуждались в работе Хидаки и Юкасава <sup>14</sup>, где, в частности, указывалось на несовместимость результатов ОБО модели с экспериментальными данными и на некоторую произвольность оценок, даваемых Минами <sup>31</sup>.

За последний год вышла серия из трех статей Силбара и Клоета <sup>33</sup>, в которых рассматривалась нуклон-нуклонная динамика при промежуточных энергиях. В этих работах не вводились и не были получены дибарионные резонансы, но тем не менее приводимые в них диаграммы Аргана, например, показывают круговое движение, близкое к тому, что было получено в фазовых анализах, но с более медленным ходом. Такое поведение связывается с большим вкладом неупругих процессов. По поводу этих работ можно заметить следующее. Во-первых, хотя в них и получаются большие спин-зависящие эффекты и близкие к фазовым анализам диаграммы Аргана, эта модель неудовлетворительно описывает многие экспериментальные данные — усредненные по спину сечения,  $\Delta\sigma_T$  и т. д.; во-вторых, на конференции в Токио указывалось <sup>34</sup>, что если вводить другое, чем

в модели <sup>33</sup>, число каналов, то появляется возможность получить резонансное решение.

Совсем недавно опубликована работа Холласа <sup>35</sup>, в которой структура в  $\Delta\sigma_L$  и  $\Delta\sigma_T$  объясняется ростом синглетного и триплетного сечений, происходящим при разных энергиях (сдвинутых по энергетической шкале). Зависимость  $\Delta\sigma_L$  и  $\Delta\sigma_T$  от энергии в этой работе описывается хорошо, но не ясно, как при этом будут объясняться другие экспериментальные результаты. Кроме того, надо отметить, что работа <sup>35</sup> в значительной степени основана на данных о сечениях неупругих реакций в интервале импульсов 1—2 ГэВ/с, которые просто плохо известны.

Наибольшая критика резонансной интерпретации содержится в докладах Багга на конференциях в Аргоне (1978 г.) <sup>36</sup>, Ванкувере (1979 г.) <sup>37</sup>, Лозанне (1980 г.) <sup>10</sup> (см. также <sup>38</sup>). Многие из аргументов Багга отпали после того, как на мезонной фабрике ТРИУМФ были измерены  $\Delta\sigma_L$  и  $\Delta\sigma_T$  в интервале энергий 200—500 МэВ <sup>10</sup>. Новые данные несколько отличаются от полученных в АНЛ, что дает возможность совместить их с результатами фазового анализа, разрешает конфликт с неупругими данными и с вычислением  $\text{Re } F_3$  с использованием дисперсионных соотношений <sup>10</sup>. Однако эти новые данные подтверждают структуры и в  $\Delta\sigma_L$  и в  $\Delta\sigma_T$ . Поэтому в докладе Багга на Лозаннской конференции объяснение экспериментальных данных с помощью резонансов считается уже возможным, но еще не доказанным. Его предложение для нерезонансной интерпретации заключается в рассмотрении пороговых эффектов, связанных с открытием канала  $pp \rightarrow N\Delta$ , и неупругих реакций, которые, в принципе, могут быть ответственны за осцилляции в  $\Delta\sigma_L$  и  $\Delta\sigma_T$ .

Вопрос о том, является ли структура, обнаруженная вблизи порога изобары, резонансом или отражением того, что открываются неупругие каналы, обсуждается подробно в работе Эдвардса и Томаса <sup>39</sup>. Авторы

Таблица I

Дибарионные резонансы с  $T=1$ 

	$B_1^2(2,14)$	$B_1^2(2,18)$	$B_1^2(2,22)$	$B_1^2(2,43)$	$B_1^2(2,43)$
Состояние	${}^1D_2$	${}^3P_0$	${}^3F_3$	${}^1G_4$	Триплет
Масса, ГэВ	2,14—2,17	2,18—2,20	2,20—2,25	2,43—2,50	2,43—2,50
Ширина, МэВ	50—100	100—200	100—200	~ 150	~ 150
$J^P$	$2^+$	$0^-$	$3^-$	$4^+$	
Энергия (лаб. с.), ГэВ	0,585	0,665	0,831	1,271	1,271
Импульс (лаб. с.), ГэВ/с	1,2	1,3	1,5	2	2
Указание	$\Delta\sigma_L, \Delta\sigma_T, C_{LL}$ Фазовый анализ	$P, C_{NN}-C_{LL}$	$\Delta\sigma_L, P, C_{LL}, \sigma_{\text{упр}}$ Дисперсионный анализ, фазовый анализ	$\Delta\sigma_T, C_{LL}$	$\Delta\sigma_T - \Delta\sigma_L$

рассматривают для простоты только два канала: упругий —  $pp$ -рассеяние в  ${}^1D_2$ -состоянии — и неупругий — квазидвухчастичное  $n\Delta^{++}$ -рассеяние в  ${}^5S_2$ -состоянии. Проведенный анализ показал, что появление резонансов не есть следствие  $n\Delta^{++}$ -канала. Параметры для резонанса  ${}^1D_2$  близки к тем, которые были получены в других работах.

Как видно, ситуация с дибарионными резонансами и взгляд на них как теоретиков, так и экспериментаторов, быстро меняется. Поэтому вполне возможно, что и приводимая здесь таблица предполагаемых дибарионных резонансов недолго останется без изменений. В табл. I приведены параметры резонансов с  $T = 1$  с указанием тех данных, полученных в протон-протонном рассеянии, в которых свойства резонансов проявлялись. Наименование  $B^2$  для таких резонансов было принято на Рочестерской конференции в Токио в 1978 г.

## 2. ДИБАРИОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ В ФОТОРАСЩЕПЛЕНИИ ДЕЙТОНА

Исторически первое экспериментальное указание на возможность существования дибарионных резонансов было получено в опытах по фоторасщеплению дейтона<sup>6, 40</sup>. Японская группа, измеряя поляризацию протонов отдачи под углом  $90^\circ$  в СЦМ, обнаружила резонансную структуру в энергетической зависимости и большую величину самой поляризации при энергиях фотонов 400—600 МэВ (рис. 15). Этот эффект и объяснялся дибарионным резонансом.

За последние годы опубликованы результаты ряда экспериментов по фоторасщеплению дейтона. В настоящее время имеются данные по дифференциальным сечениям, поляризации протонов отдачи, асимметрии поляризованного пучка, асимметрии поляризованной мишени. В нескольких работах были сделаны попытки<sup>41, 42</sup> описания данных по фоторасщеплению дейтона в разных моделях без привлечения гипотезы о существовании дибарионных резонансов, но они оказались безуспешными. Для того чтобы установить существование резонансов, необходимо провести модельно-независимый анализ. Такой парциально-волновой анализ был сделан в 1978—79 гг.<sup>43 44</sup>. В парциально-волновом анализе рассматривался интервал энергий фотонов 350—700 МэВ, что соответствует  $\sqrt{s} = 2,20$ — $2,48$  ГэВ. Использовались данные по дифференциальным сечениям (67 точек) и поляризации (37 точек). Нерезонансная часть амплитуды  $\gamma d \rightarrow p n$  рассчитывалась в соответствии с моделью Огавы<sup>41</sup>. Поскольку неизвестно, заранее, какое число дибарионных резонансов существует и неизвестны их квантовые числа, то вводилось минимальное число резонансов, для которых квантовые числа определялись так, чтобы удовлетворить экспериментальным данным. Рассматривались все возможные  $T(J^P)$  комбинации до  $J = 4$ .

Анализ показал, что для описания экспериментальных данных необходимо по крайней мере два дибарионных резонанса (без резонансов оказалось невозможным найти решение, которое соответствовало бы экспериментальным данным). Наилучшими решениями с приемлемыми значениями  $\chi^2$  оказались следующие:

$$1(3^-) M = 2,26 \text{ ГэВ и } 0(1^+) M = 2,36 \text{ ГэВ,}$$

$$1(3^-) M'_1 = 2,26 \text{ ГэВ и } 0(3^+) M = 2,36 \text{ ГэВ.}$$

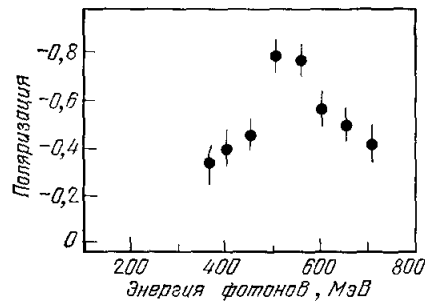


Рис. 15. Поляризация протонов ( $\theta^* = 90^\circ$ ) при фоторасщеплении дейтона.

Прежде всего следует обратить внимание на то, что во всех решениях параметры 1 (3<sup>-</sup>) резонанса оказались близкими к тем, которые были получены в фазовом анализе Хошизаки.

Рассмотрим теперь, как парциально-волновой анализ описывает экспериментальные данные; особый интерес, естественно, представляет описание результатов, не включенных в анализ.

На рис. 16 представлены дифференциальные сечения <sup>45</sup>. Эти данные включались в анализ и поэтому хорошо совпадают с его результатами.

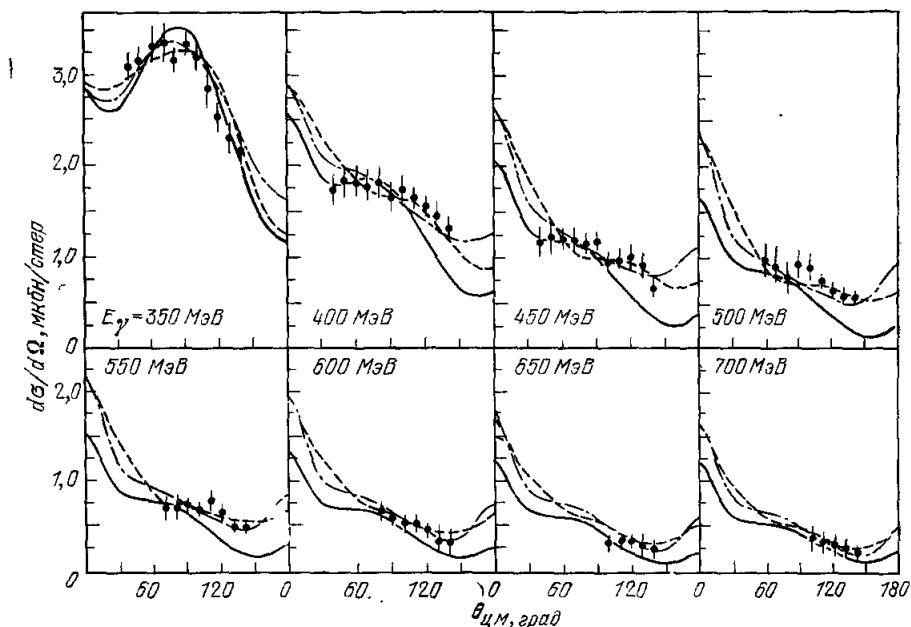


Рис. 16. Фоторасщепление дейтона. Дифференциальные сечения.

Кривые: сплошная — без резонансов, штрихпунктирная — с учетом 1(3<sup>-</sup>)- и 0(1<sup>+</sup>)-резонансов, штриховая — с учетом 1(3<sup>-</sup>)- и 0(3<sup>+</sup>)-резонансов

Как видно из рисунка, хотя чувствительность дифференциальных сечений к параметрам резонансов невелика, тем не менее без резонансов оказалось невозможным описать эти экспериментальные результаты. Недавно в Бонне измерены дифференциальные сечения рассеяния на угол 180° в СЦМ для интервала энергий 260—880 МэВ <sup>46</sup>. На рис. 17 представлены предварительные данные, которые, как видно, не совпадают с результатами анализа.

Угловая зависимость поляризации протонов отдачи представлена на рис. 18. Новые данные для широкого интервала энергий и углов, полученные харьковской группой <sup>47, 48</sup>, хорошо соответствуют резонансным решениям парциально-волнового анализа.

В Харькове <sup>50, 51</sup> и Бонне <sup>46, 52</sup> недавно проведены измерения параметра асимметрии рассеяния поляризованного пучка.

$$\Sigma(\theta, E_\gamma) = \frac{d\sigma_{\perp} - d\sigma_{\parallel}}{d\sigma_{\perp} + d\sigma_{\parallel}}.$$

Эти результаты вместе с данными более старых работ <sup>53</sup> показаны на рис. 19. На рисунке приведены также результаты парциально-волнового анализа, которые не совпадают с экспериментальными результатами.

Параметр асимметрии мишени  $T = 3/2 (\sigma \uparrow - \sigma \downarrow) / (\sigma \uparrow + \sigma_0 + \sigma \downarrow)$  измерялся в двух экспериментах по фоторасщеплению поляризованных дейтонов<sup>46, 54</sup>. Предварительные результаты этих работ, выполненных в Бонне и Токио, представлены на рис. 20. Результатами парциально-волнового анализа они не описываются.

Как следует оценить сравнение имеющихся данных по фоторасщеплению дейтона с результатами анализа? Так как в парциально-волновом анализе использовались только данные по дифференциальным сечениям и поляризации, причем в ограниченной кинематической области, то решения его совсем не гарантировали описания результатов измерений в другой кинематической области и тем более других характеристик. Ситуация здесь довольно обычная для парциально-волновых анализов, в которых стремятся описать имеющиеся экспериментальные данные минимальным числом параметров. Действительно, в анализе<sup>43</sup> рассматривалось только два дибарионных резонанса, в то время как, судя по нуклон-нуклонным данным, их, очевидно, больше; кроме того, не учитывались высокие парциальные волны и т. д. В настоящее время по фоторасщеплению дейтона в интервале энергий 200—900 МэВ имеется много данных, которые позволяют провести новый парциально-волновой анализ. Эти данные приведены в табл. II, которая была представлена в докладе Каджикавы на симпозиуме «Бариион-1980» в Торонто<sup>55</sup>. Некоторые уточнения о числе экспериментальных точек внесены в таблицу в связи с появлением новых результатов харьковской группы. Увеличение экспериментальной информации,

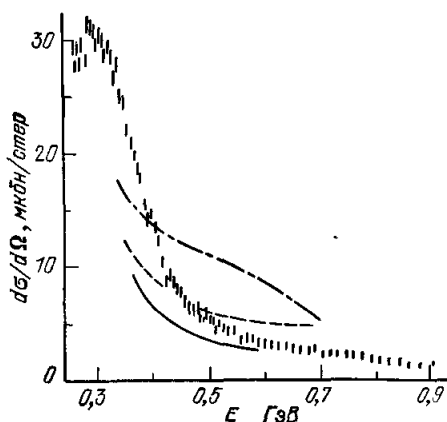


Рис. 17. Фоторасщепление дейтона:  $d\sigma/d\Omega$  ( $\theta^* = 180^\circ$ ).

Кривые: сплошная — без резонансов, штрихпунктирная — с учетом  $1(3^-)$ - и  $0(1^+)$ -резонансов, штриховая — с учетом  $1(3^-)$ - и  $0(3^+)$ -резонансов.

Таблица II

Сводка экспериментальных данных по фоторасщеплению дейтона

Величина	$E_\gamma$ , МэВ	$\theta^*$	Число точек	Ускоритель	Литература
$d\sigma/d\Omega$	300—800	$35^\circ$ — $140^\circ$	$9 \times 14$	Лунд	15
$d\sigma/d\Omega$	250—900	$180^\circ$	80	Бонн	46
$P$	350—700	$90^\circ$	8	Токио	6
$P$	350—700	$40^\circ$ — $130^\circ$	19	Токио	13
$P$	350—450	$50^\circ$ — $110^\circ$	8	Стэнфорд	19
$P$	350, 400	$70^\circ$ — $80^\circ$	3	Бонн	56
$P$	400—700	$45^\circ, 78^\circ, 90^\circ, 120^\circ$	40	Харьков	47, 18
$\Sigma$	200—600	$75^\circ$ — $150^\circ$	90	Харьков	50, 51
$\Sigma$	450—700	$135^\circ$	55	Бонн	46, 52
$\Sigma$	400	$90^\circ$	1	Фраскати	53
$T$	500, 600	$130^\circ$	2	Бонн	46
$T$	300—450	$70^\circ$ — $130^\circ$	23	Токио	54

вводимой в анализ, помимо повышения качества анализа, должно существенно уточнить параметры резонансных амплитуд.

Следует отметить, что выводы о существовании дибарионных резонансов из данных по фоторасщеплению дейтона сделаны в значительной сте-

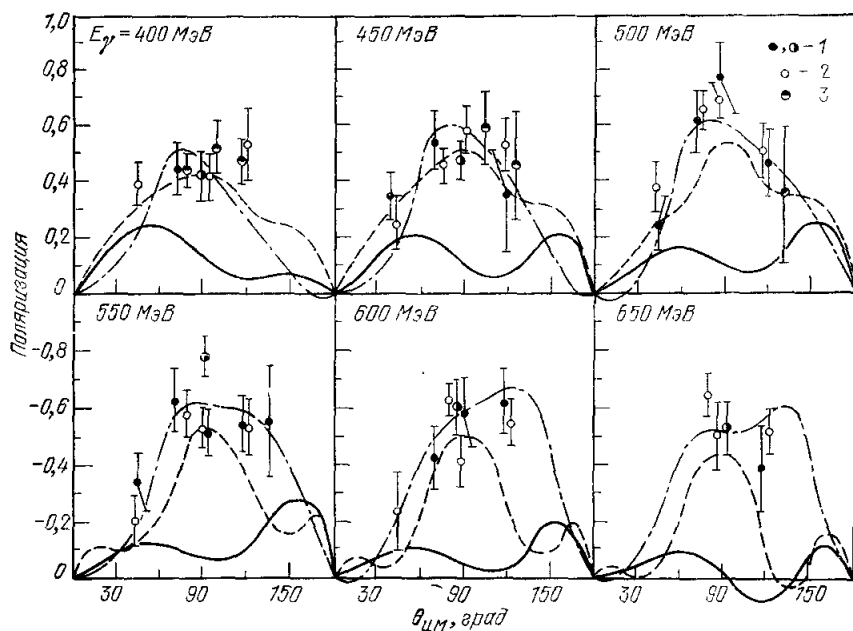


Рис. 18. Угловые зависимости поляризации протонов в реакции  $\gamma d \rightarrow p\pi^-$ . Экспериментальные точки: 1 — по <sup>6</sup>, <sup>45</sup>, 2 — <sup>47</sup>, <sup>48</sup>, 3 — <sup>49</sup>. Кривые — как на рис. 16

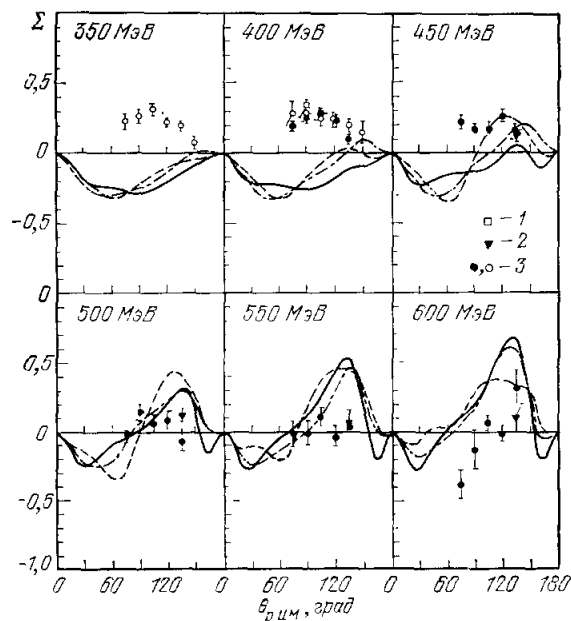


Рис. 19. Асимметрия рассеяния поляризованного пучка. Точки: 1 — по <sup>52</sup>, 2 — <sup>52</sup>, 3 — <sup>50</sup>, <sup>51</sup>. Кривые — как на рис. 16.

пени на том основании, что трудно или невозможно описать эти данные, главным образом поляризацию, другим путем — без привлечения резонансов. Естественно, что, для того чтобы такие выводы стали окончательными, должен быть проведен действительно строгий анализ. Более очевидный путь состоит в прямых экспериментах, например, по исследованию инвариантных массовых распределений для многочастичных распадов.

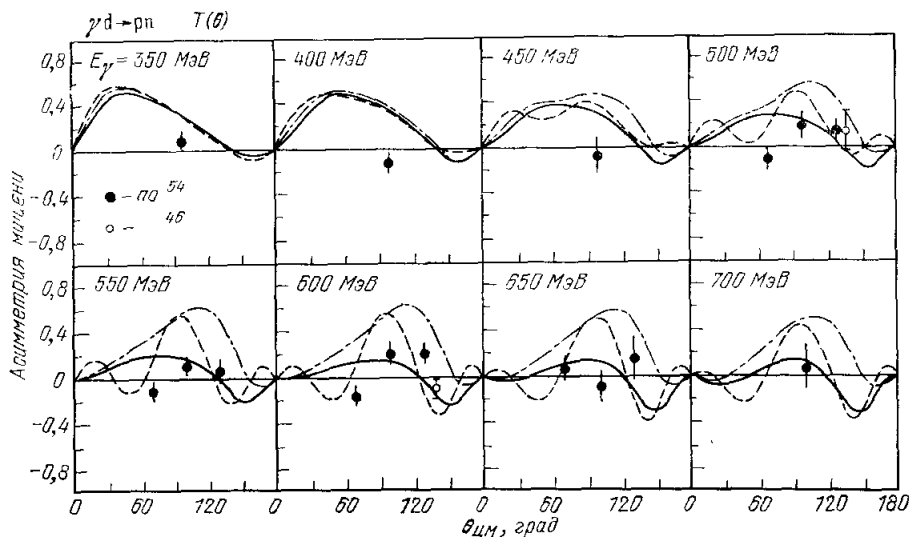


Рис. 20. Асимметрия пионов.

Имеется только одна работа, выполненная в Сакле<sup>57</sup>, в которой, как считают авторы, получено указание на существование дибарионов при исследовании многочастичных конечных состояний. В этой работе приведены

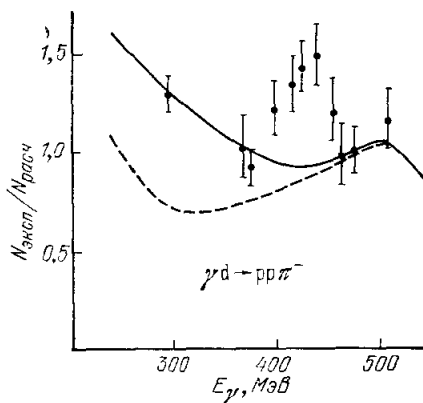


Рис. 21. Отношение экспериментального выхода к рассчитанному в модели квазисвободного образования пионов.

Штриховая кривая — предсказания модели<sup>58</sup>, учитывающей вклад квазисвободного образования и первый порядок перерассеяния пиона и нуклона; сплошная кривая включает члены перерассеяния второго порядка.

результаты двух экспериментов по исследованию реакций  $\gamma d \rightarrow pp \pi^-$  и  $\gamma d \rightarrow pX$  при энергиях  $\gamma$ -квантов 300—500 МэВ. Результаты первого эксперимента показаны на рис. 21 вместе с анализом, сделанным в предположении квазисвободного образования мезонов с перерассеянием пиона на нуклоне отдачи<sup>58</sup>. Пик при энергии 410 МэВ является указанием на существование резонанса. Примерно при той же энергии найден эффект во втором эксперименте. Необходимы новые опыты.

### 3. ДИБАРИОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПИОНОВ С ДЕЙТОНАМИ

Все кандидаты в дибарионные резонансы имеют общее свойство — малую упругость. Поэтому они должны обладать другими каналами распада, кроме упругого; именно с этим связаны надежды найти дибарионные резонансы при взаимодействии пионов с дейтонами — в упругом  $\pi d$ -рассеянии, в реакции  $\pi^+ d \rightarrow pp$ , в развале дейтона  $\pi d \rightarrow \pi p$ .

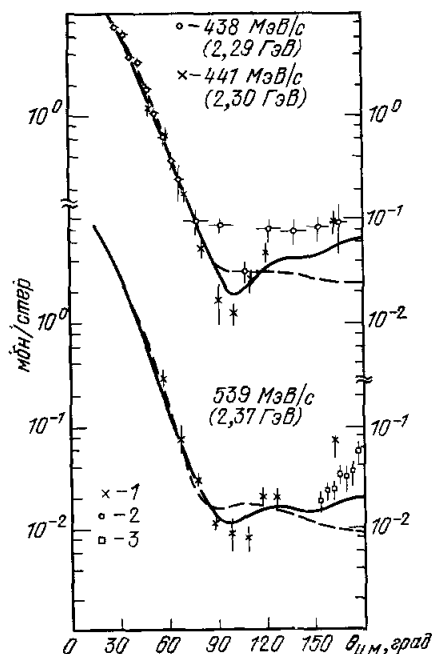
а) Впервые на возможность обнаружения дибарионного сигнала в упругом  $\pi d$ -рассеянии было указано в работах Канаи и др.<sup>59,60</sup>, где анализировались экспериментальные данные, полученные в ЛИЯФ<sup>61</sup>, и на мезонной фабрике в Лос-Аламосе<sup>62</sup>. В 1980 г. появился расширенный вариант этой работы<sup>63</sup>, где проводился анализ уже практически всех данных по упругому  $\pi d$ -рассеянию в области промежуточных энергий.

Идея анализа проста. Известно, что упругое рассеяние можно описать, используя теорию Глаубера или уравнения Фаддеева. Поэтому для получения нерезонансной, фоновой, а по существу, основной части амплитуды (во всяком случае при углах, меньших  $90^\circ$ ) использовалась теория Глаубера, и к этой амплитуде добавлялся резонансный член, который улучшал согласие с экспериментом в области больших углов. В работе<sup>63</sup> вводилось три дибарионных резонанса ( $2^+$ ,  $3^-$  и  $0^+$ ) или ( $2^+$ ,  $3^-$  и  $4^+$ ), параметры которых варьировались. Оказалось, что введение резонансов существенно улучшило согласие модели с экспериментом (без резонансов величина  $\chi^2$  равнялась около 1200, с резонансами — около 500 для 240 экспериментальных точек). Особенно это относится к области импульсов 350—550 МэВ/с (рис. 22). Расчет показал, что наблюдаемый минимум при углах около  $100^\circ$  естественно объясняется интерференцией фоновой и дибарионной ( ${}^3F_2$ ) члена. Рост сечения при углах, близких к  $180^\circ$ , вызывается пионами из распада резонанса. При малых углах эффект резонанса исчезает из-за фактора дейтона и высоких парциальных волн в пион-нуклонной амплитуде. Параметры  ${}^3F_2$ -резонанса, извлекаемые из такого анализа, совпадают с полученными в других работах.

Рис. 22. Дифференциальное сечение упругого  $\pi d$ -рассеяния.

Точки: 1 — по<sup>62</sup>, 2 —<sup>61</sup>, 3 —<sup>64</sup>. Кривые: сплошная — с учетом резонансов, штриховая — без резонансов.

Что касается других резонансов, то ситуация значительно сложнее. Область  ${}^1D_2$ -резонанса — это область образования ( $3.3$ ) изобары, т. е. фон сам показывает резонансоподобное поведение. Поэтому, хотя экспериментальные данные и хорошо описываются в этой области, когда вводится  ${}^1D_2$ -резонанс, трудно утверждать, что это связано именно с ним. В области  $B^2$  (2,43 ГэВ) ситуация вообще такова, что не удастся достаточно удовлетворительно описать экспериментальные данные, поэтому труд-





но из анализа определить параметры резонанса. В качестве доказательств существования резонанса авторы работы <sup>63</sup> приводят хорошее описание энергетической зависимости дифференциального сечения рассеяния на угол  $180^\circ$ , в частности максимума при 700 МэВ/с, но известно <sup>65</sup>, что эта зависимость может быть объяснена и без дибариона.

Из результатов обсуждаемого анализа следует обратить внимание на значения полученных парциальных ширин для резонансов. Они составляют 20 МэВ для  $^1D_2$  и 8 МэВ для  $^3F_3$ . Имеются другие оценки величины  $\Gamma_{\pi D}/\Gamma_{\text{полн}}$  <sup>66</sup>, но все они приводят к малым значениям ( $\leq 0,1$ ). В работе <sup>67</sup> отношение  $x = \Gamma_{B^2 \rightarrow \pi d} / \Gamma_{B^2 \rightarrow \pi + np}$  вычислялось на основе предложенной

модели для волновой функции кварковых подсистем в мешке. Величина  $x$  оказалась малой и для  $^1D_2$  и для  $^1F_3$  (1,5—3%), и это значение мало чувствительно к модели. Подавление дейтонного канала связано, как следует из <sup>67</sup>, с концентрацией волновой функции дибариона в малой области пространства, сравнительно с дейтоном. Вывод такой, что вследствие малой величины вероятности распада резонансов в канал  $\pi d$  трудно обнару-

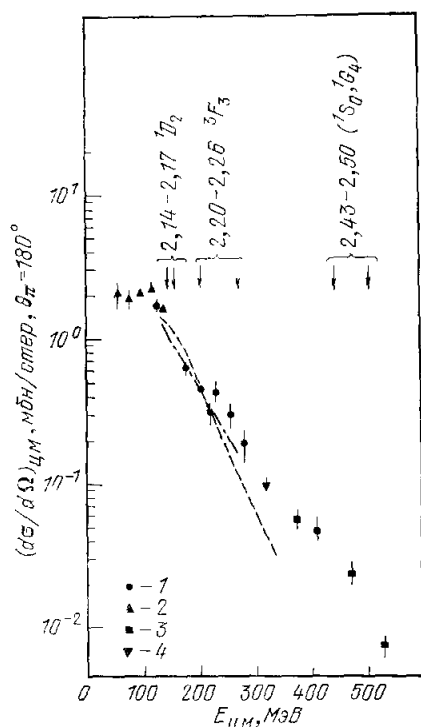


Рис. 23. Дифференциальное сечение упругого  $\pi d$ -рассеяния на угол  $180^\circ$ . Точки: 1 — по <sup>71</sup>, 2 — <sup>72</sup>, 3 — <sup>64</sup>, 4 — <sup>62</sup>. Кривые расчеты, использующие разные варианты релятивистской теории трех тел. Стрелками указаны положения резонансов.

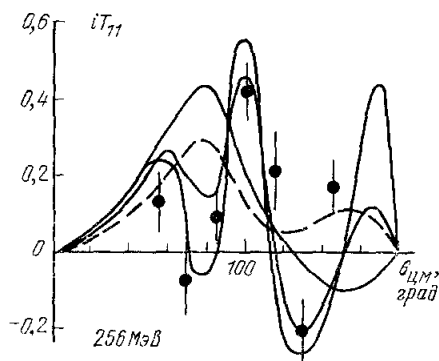


Рис. 24. Вектор поляризации в  $\pi d$ -упругом рассеянии при энергии 256 МэВ. Экспериментальные точки — по <sup>73</sup>, кривые <sup>70</sup> — разные варианты расчетов с дибарионными резонансами (сплошные линии) и без резонансов (штриховая).

жить присутствие резонанса, анализируя дифференциальные сечения упругого рассеяния. Возможно, с этим связан тот факт, что из фазового анализа упругого  $\pi d$ -рассеяния, выполненного для энергии 82—292 МэВ <sup>68</sup>, не видно явно, существуют дибарионные резонансы или нет.

В работах <sup>69</sup>, <sup>70</sup> экспериментальные данные анализировались с помощью уравнений Фаддеева с добавлением резонансного члена. Оказалось, что при энергиях выше 200 МэВ не удается достигнуть хорошего описания экспериментальных данных. Это заставляет с осторожностью относиться к выводам Канаи и др. <sup>63</sup> о возможности использовать данные о дифференциальных сечениях упругого  $\pi d$ -рассеяния для обнаружения резонансов.

Естественно, что лучше наблюдать дибарионный сигнал в  $\pi d$ -рассеянии на  $180^\circ$ , где, в принципе, существует возможность заметить интерференционные эффекты с резонансной дибарионной амплитудой. Диффе-

ренциальное сечение при рассеянии назад исследовалось в специальном эксперименте <sup>71</sup>, результаты которого приведены на рис. 23. По мнению авторов, в окрестности 250 МэВ имеется структура, которая может быть обусловлена образованием дибарионного резонанса.

Вообще поскольку вероятность распада в канал  $\pi d$  мала, то заметный сигнал от резонанса можно ожидать только при наблюдении величин, которые чувствительны к интерференции между резонансной и фоновой

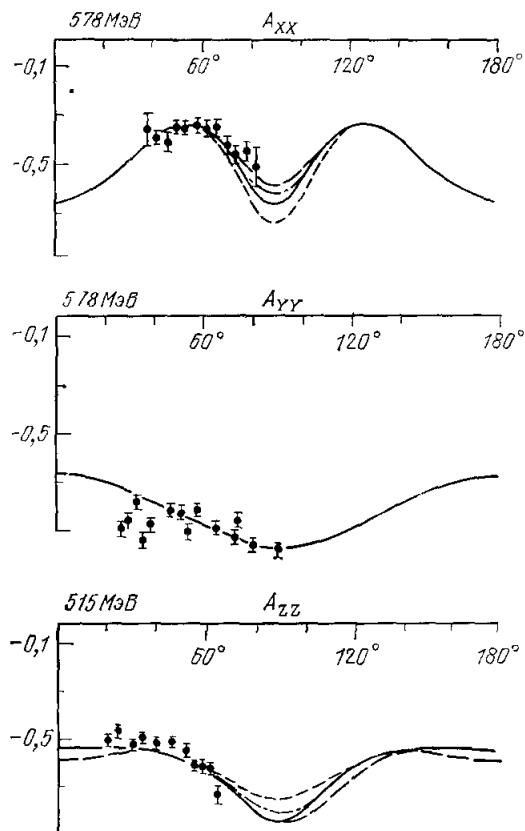


Рис. 25. Экспериментальные данные <sup>74</sup> и решения парциально-волнового анализа <sup>76</sup> для анализирующей способности  $A_{ij}$ .

амплитудами. Такая возможность есть при исследовании спиновых переменных в упругом  $\pi d$ -рассеянии. Первое измерение тензорной поляризации  $t_{20}$  ( $180^\circ$ ) было сделано при 245 МэВ/с. Измеренное значение  $t_{20} = -0,23 \pm 0,15$  трудно получить в различных теоретических расчетах, и именно это было одним из основных аргументов в пользу дибарионных резонансов в анализе Канаи <sup>63</sup> — с включением резонансов в работе <sup>63</sup> получена величина  $t_{20} = -0,304$ .

Расчеты для тензоров и векторов поляризации в упругом  $\pi d$ -рассеянии были сделаны в работе <sup>70</sup>. Они показали, что угловые зависимости для случаев без резонанса и с резонансом резко отличаются. В том случае, если резонанс существует, величина  $iT_{11}$ , например, осциллирует. На конференции в Лозанне Болгер доложил <sup>73</sup> новые данные, полученные на мезонной фабрике СИН при рассеянии пионов на поляризованном дейтоне. Измерения параметра  $iT_{11}$  при энергии 256 МэВ показали (рис. 24), что его величины действительно осциллируют, что хорошо совпадает с предсказаниями <sup>70</sup>, сделанными в предположении существования  ${}^3F_3$ -резонанса.

б) Есть основания предполагать <sup>67</sup>, что в реакции  $\pi^+ d \rightarrow pp$  дибарионный сигнал не может ожидаться значительно большим, чем в упругом  $\pi d$ -рассеянии. Поэтому поиски дибариона лучше проводить в измерении спиновых характеристик. Недавно спин-зависящие параметры  $A_{yy}$ ,  $A_{0y}$ ,  $A_{xx}$ ,  $A_{zz}$ ,  $A_{zx}$  были измерены в СИНе для обратной реакции  $pp \rightarrow \pi^+ d$  <sup>74</sup>. Эти данные вместе с результатами более ранних работ позволили проанализировать процесс  $pp \rightarrow \pi^+ d$  с целью найти доказательства для дибарионных резонансов. В феноменологическом анализе реакции  $pp \rightarrow \pi^+ d$  в области энергий 400—800 МэВ <sup>75</sup> использовалась модель, в которой амплитуда состояла из трех частей: борновская амплитуда с обменом пейтроном,

в которой амплитуда состояла из трех частей: борновская амплитуда с обменом пейтроном,

$\Delta N$ -промежуточное состояние и резонансная амплитуда. Анализ показал, что для описания данных по дифференциальным сечениям и поляризации необходим вклад амплитуды с  ${}^1D_2$ - и  ${}^3F_3$ -дибарионными резонансами. Однако спиновые характеристики в этом анализе описывались неудовлетворительно. Основной же недостаток заключался в том, что использовалась специфическая модель для нерезонансной части амплитуды, которая может быть неточна. Поэтому необходим модельно-независимый парциально-волновой анализ.

В работах <sup>76, 77</sup> парциально-волновой анализ был выполнен для энергий от порога реакции до 578 МэВ, т. е. в той области, где имеются хорошие измерения спиновых характеристик и которая находится ниже предполагаемых  $2^+$  (при 590 МэВ) и  $3^-$  (при 830 МэВ) резонансов, что упрощает энергетическую зависимость амплитуд. Примеры описания различных

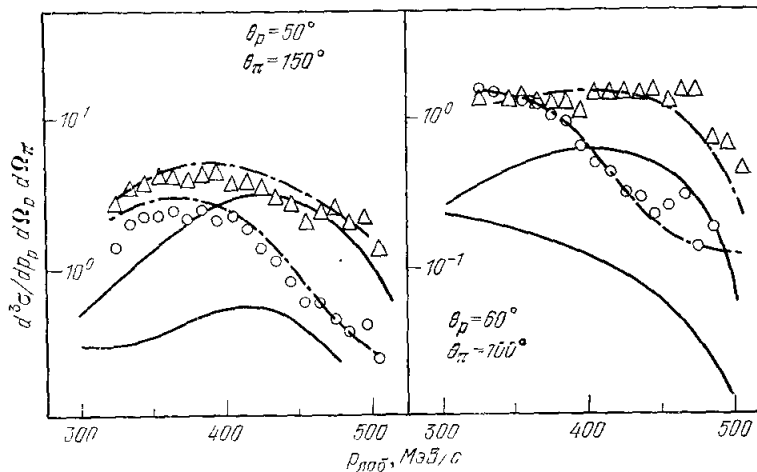


Рис. 26. Дифференциальные сечения при разных импульсах протона: Данные для  $\pi^+$  —  $\Delta$ , для  $\pi^-$  —  $\circ$ .

Кривые — расчет: штрихпунктирные — с резонансом, сплошные — без резонанса

распределений приведены на рис. 25. Всего было получено четыре решения. Во всех из них большая амплитуда  ${}^1D_2 \rightarrow P_2$ , что может быть вызвано либо  ${}^1D_2$ -резонансом, либо промежуточным s-волновым  $\Delta N$ -состоянием. В двух решениях большая амплитуда  ${}^3F_3 \rightarrow D_3$ , которая может быть объяснена  ${}^3F_3$ -резонансом. Но и в том и в другом случаях, во-первых, надо иметь критерии отбора решений, и, во-вторых, для подтверждения резонансов необходим анализ при более высоких энергиях. Отбор решений можно будет сделать после измерения вектора поляризации  $T_{11}$ , для которого предсказания разных решений резко отличаются.

в) Недавно на мезонной фабрике в Лос-Аламосе был выполнен эксперимент <sup>78, 79</sup> по исследованию реакции развала дейтона в области (3.3) изобары. Экспериментальные данные при малых импульсах нейтрона достаточно хорошо объясняются импульсным приближением. Для того чтобы описать данные во всей области изменения переменных, была введена диаграмма с  ${}^1D_2$ -резонансом, параметры которого были взяты из фазового анализа Хошизаки <sup>16</sup>. Эффект дибарионного резонанса должен быть виден в той части спектра, где сечения малы и вклад резонансной амплитуды может значительно изменить ситуацию. На рис. 26 приведены результаты расчета с диаграммой, учитывающей дибарионный резонанс и без

этой диаграммы. Как видно из сравнения, введение дибарионного резонанса существенно изменяет результаты расчета при больших значениях импульсов протона и нейтрона и приводит к достаточно хорошему соответствию с экспериментом.

#### 4. ДИБАРИОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ С $T = 0$

Как уже говорилось, первое указание на существование изосинглетного резонанса было получено в анализе данных по фоторасщеплению дейтона <sup>6</sup>. В рассеянии нейтронов на протонах имеется четыре экспериментальных факта, которые показывают заметную структуру при одних и тех же значениях импульса.

Во-первых, это разность между изоскалярными нуклон-нуклонными полными сечениями  $\Delta\sigma_L(T=0)$ . В АНЛ, используя поляризованный протонный пучок и поляризованную дейтериевую мишень, была измерена

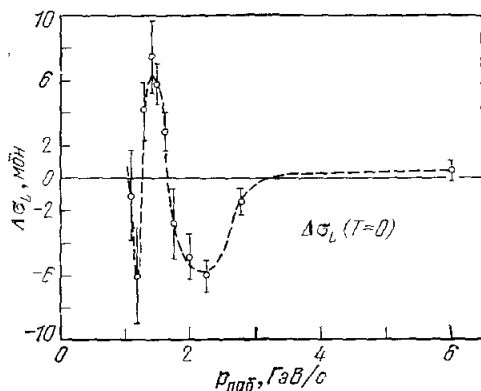


Рис. 27. Значения  $\Delta\sigma_L(T=0)$ .

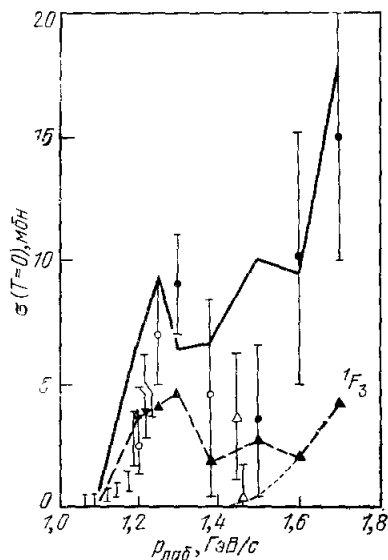


Рис. 28. Сечения неупругих взаимодействий с  $T=0$ .

Результаты фазового анализа соединены сплошной линией. Вклад  $F_3$  — жирная штриховая линия; тонкой штриховой кривой показан фон. Точки — экспериментальные и интерполированные значения.

величина  $\Delta\sigma_L(\text{pd})$  <sup>80</sup>. В простейшем предположении, пренебрегая глауберовской поправкой, реальной частью амплитуды и кулон-ядерной интерференцией,  $\Delta\sigma_L(\text{pd}) = \Delta\sigma_L(\text{pp}) + \Delta\sigma_L(\text{pn})$ . Таким образом, можно получить величину  $\Delta\sigma_L(T=0) = 2\Delta\sigma_L(\text{pn}) - \Delta\sigma_L(\text{pp})$ . Как видно из рис. 27, в энергетической зависимости есть четко выраженная структура при импульсах вокруг 1,5 ГэВ/с. Это дало возможность предположить существование нового изоскалярного синглетного по спину дибарионного резонанса <sup>80</sup>. Во-вторых, резкий рост сечений реакций образования мезонов  $\sigma_p$  в состоянии с  $T=0$  при импульсах выше 1,4 ГэВ/с <sup>81</sup> (рис. 28). В-третьих, изменение энергетической зависимости полных сечений  $\sigma(\text{pp})$  — плечо около 1,4 ГэВ/с <sup>82</sup> (рис. 29). В-четвертых, структура в

энергетической зависимости дифракционного пика для пр-рассеяния вперед <sup>21</sup> при тех же значениях импульса (рис. 30).

Эти данные, особенно результаты для  $\Delta\sigma_L$  ( $T = 0$ ), явились стимулом для двух циклов работ. Японскими физиками был выполнен <sup>28,83,84</sup> фазовый анализ пр-рассеяния при 1,1; 1,2; 1,25; 1,3; 1,38; 1,5; 1,6 и 1,7 ГэВ/с,

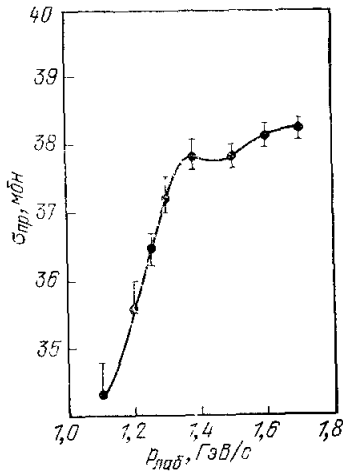


Рис. 29. Полные сечения пр-рассеяния.  
Кривая — результат фазового анализа.

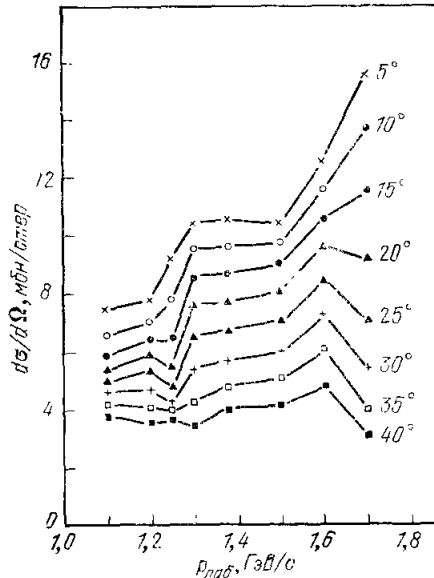


Рис. 30. Экспериментальная зависимость дифференциальных сечений пр-рассеяния вперед.  
Кривые — результат фазового анализа.

в котором использовалась вся имеющаяся информация о пр-взаимодействиях. Следует отметить, что некоторые данные для фазового анализа были получены интерполированием результатов разных работ; качество

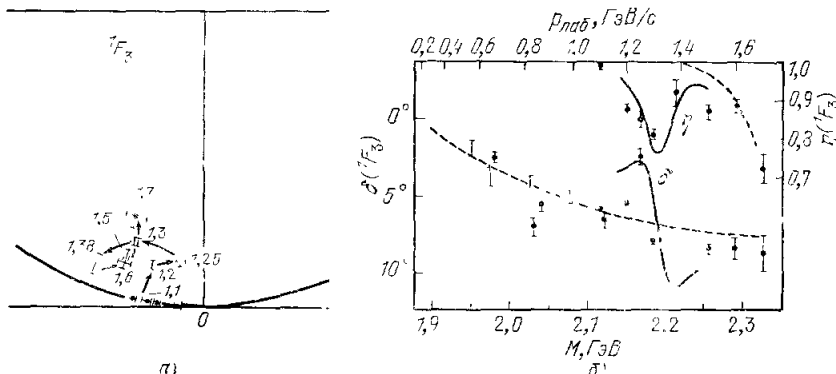


Рис. 31. Диаграмма Аргана (а), фазы и параметры неупругости (б)  $1F_2$ -амплитуды. Пунктирная кривая — фон, сплошная кривая — брейт-вигнеровский резонанс с указанными в тексте параметрами.

интерполирования для неупругих сечений, например, невелико. На энергетическую зависимость  $\sigma_p$  ( $T = 0$ ) следует обратить внимание потому, что она является одной из основных при дальнейшей интерпретации результатов фазового анализа.

В проведенном пр-фазовом анализе параметры амплитуд с  $T = 1$  фиксировались по результатам фазового анализа протон-протонного рассеяния. Другое существенное ограничение состояло в том, что решения пр-анализа должны были быть гладкими продолжениями решений фазового анализа пр-рассеяния при более низких энергиях<sup>85</sup>. Результаты нового фазового анализа для состояния  ${}^1F_3$  представлены на рис. 31<sup>86</sup>. Из рисунка видна резонансоподобная структура для  ${}^1F_3$ -волны. Если считать фон гладким, как указано на рис. 31 штриховой линией, и применить формулу Брейта — Вигнера, то получаются следующие параметры  ${}^1F_3$ -резонанса:  $M \sim 2,19$  ГэВ,  $\Gamma \sim 50$  МэВ,  $\Gamma_{\text{упр}}/\Gamma \sim 0,12$ .

Рассмотрим, как предложенный резонанс объясняет наблюдаемые зависимости.

На рис. 28 представлена энергетическая зависимость сечений неупругих реакций с  $T = 0$ . Результаты фазового анализа, соединенные сплошной линией, сравниваются с экспериментальными данными. Штриховыми линиями показаны вклады состояния  ${}^1F_3$  и фона. Видно соответствие между резким ростом сечений выше 1,1 ГэВ/с и возрастанием вклада волны  ${}^1F_3$ .

Остальные наблюдаемые величины также хорошо описываются результатами анализа: рис. 29 для  $\sigma(\text{пр})$  и рис. 30 для  $|d\sigma(\text{пр})/d\Omega|$ . На рис. 32 представлены данные для поляризации — структура в энергетической зависимости отсутствует. Это не прямое подтверждение того, что резонанс в синглетном состоянии — величина  $P \, d\sigma/d\Omega$  — выражается только в терминах триплетной амплитуды. Совсем недавно поляризация в пр-рассеянии при импульсах 1,06; 1,28 и 1,44 ГэВ/с была измерена в Японии на ускорителе КЕК с использованием поляризованной дейтериевой мишени<sup>87</sup>. Предварительные результаты этого эксперимента показывают хорошее соответствие с фазовым анализом Хопизаки<sup>28, 83</sup>.

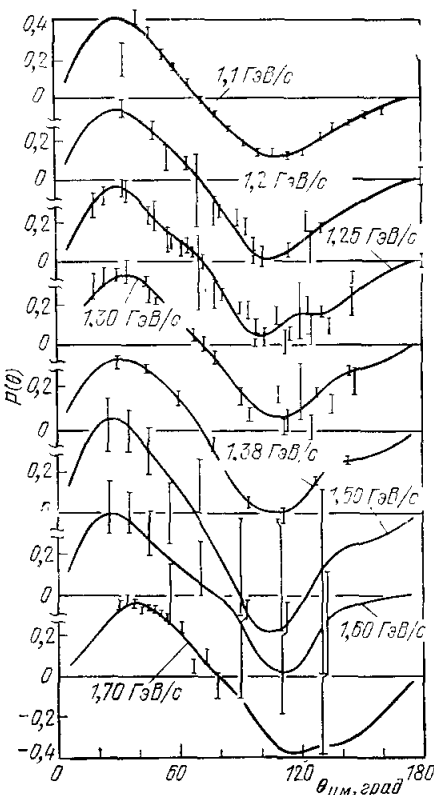


Рис. 32. Поляризация в пр-рассеянии.

Кривые — результат фазового анализа.

ной дейтериевой мишени<sup>87</sup>. Предварительные результаты этого эксперимента показывают хорошее соответствие с фазовым анализом Хопизаки<sup>28, 83</sup>.

Следует отметить, что нерезонансная интерпретация наблюдаемых структур довольно затруднительна. Нет неупругих каналов с  $T = 0$ , открывающихся при импульсах в области 1,1 ГэВ/с. Канал  $\Delta N$ , открывающийся при 1,25 ГэВ/с, не связан с состоянием пр с  $T = 0$ . Сечение парного образования мезонов мало при этих энергиях. Поэтому нет никаких пороговых эффектов, которые могли бы дать резонансоподобные структуры в сечениях. Это, кстати, означает, что из описания обсуждаемого резонанса, если он существует, легче, в принципе, различать разные теоретические модели дибарионных резонансов.

Другой подход был развит в работе Грейна, Кролла и Кёнига<sup>88</sup>. Они исходили из измерения  $\Delta\sigma_L$  и показали, что эффект в  $\Delta\sigma_L$  нельзя объяснить разумной моделью, например, моделью Дека для реак-

ций  $NN \rightarrow NN\pi$ <sup>30</sup>. Другой источник информации, который использовался — дифференциальные сечения вперед для процесса пр-перезарядки. Эти данные вместе с известными из предыдущего анализа Грейна и Кролла<sup>25</sup> NN-амплитудами вперед и новой рп-амплитудой, полученной из измерения  $\Delta\sigma_L$ , дают возможность, используя дисперсионные соотношения, рассчитать величину  $\text{Im}F_2(pn) = -(P_{\text{лаб}}/4\pi)\Delta\sigma_T$  ( $T = 0$ ). Величины  $\Delta\sigma_T$ , рассчитанные с учетом экспериментальных данных, полученных на мезонных фабриках в Лос-Аламосе и СИНЕ<sup>39</sup> по перезарядке вперед, показывают минимум примерно такой же величины и при той же энергии, что и максимум в  $\Delta\sigma_L$  ( $T = 0$ ). Можно обсудить обе структуры одновременно. Из выражений для  $\Delta\sigma_L$  ( $T = 0$ ) и  $\Delta\sigma_T$  ( $T = 0$ )

$$\Delta\sigma_L(T=0) = \frac{4\pi}{k^2} \text{Im} \sum_{\text{Нечетн}} [(2J+1) R_J - R_{J-1,J} + R_{J+1,J} + \\ + 4 \sqrt{J(J+1)} R^2] - \frac{4\pi}{k^2} \text{Im} \sum_{\text{Четн}} (2J+1) R_{JJ}, \quad (21)$$

$$\Delta\sigma_T(T=0) = \\ = -\frac{4\pi}{k^2} \text{Im} \sum_{\text{Нечетн}} [-(2J+1) R_J + J R_{J-1,J} + (J+1) R_{J+1,J} + 2 \sqrt{(J+1)J} R^2] \quad (22)$$

следует, что только резонанс в связанном триплетном состоянии может давать одновременно максимум в  $\Delta\sigma_L$  и минимум  $\Delta\sigma_T$  (при этом, естественно, нельзя исключить существование нескольких резонансов, компенсирующих друг друга). При аппроксимации брейт-вигнеровской формулой (одновременно  $\Delta\sigma_L$  и  $\Delta\sigma_T$ ) были получены следующие параметры резонанса:  $M \sim 2,25$  ГэВ,  $\Gamma \sim 100$  МэВ и для  $J^P = 1^+$   $\Gamma_{\text{упр}}/\Gamma \sim 0,3$ ,  $\varepsilon = 4,4$  или  $0,6$ ; для  $J^P = 3^+$   $\Gamma_{\text{упр}}/\Gamma \sim 0,13$ ,  $\varepsilon = 3,0$  или  $0,5$  ( $\varepsilon$  — параметр смешивания).

Два замечания к такому анализу приводят сами авторы. Первое относится к тому, что полученные ими значения  $\Delta\sigma_T$  ( $T = 0$ ) при энергиях выше неупругих порогов не совпадают, и причем намного с предсказаниями фазовых анализов. И второе, если использовать для сечений перезарядки более старые данные<sup>90</sup>, то для  $\Delta\sigma_T$  получаются другие значения, и тогда из совместного анализа  $\Delta\sigma_L$  и  $\Delta\sigma_T$  будет следовать, что по крайней мере необходимы два резонанса, компенсирующие друг друга в  $\Delta\sigma_T$ , один из которых синглет, а другой связанный триплет. Их массы и ширины, имея в виду неточность данных и анализа, те же самые.

Поскольку резонанс имеет малую упругость, то можно увидеть его отражение в сечениях неупругих реакций. Для этого к поперечным сечениям, рассчитанным по модели Дека, хорошо описывающей экспериментальные данные при высоких энергиях<sup>30</sup>, были прибавлены вклады от резонансов:  $T = 0$  резонанса, который обсуждается, и  $T = 1$ ,  $J^P = 3^-$  резонанса, наиболее хорошо установленного; интерференционные члены при этом игнорировались. Вследствие унитарности вклад резонанса в полное  $T = 0$  неупругое сечение дается выражением

$$\sigma^{\text{рез}}(T=0) = \frac{2\pi}{k^2} \frac{(2J+1) \Gamma_{\text{упр}} (\Gamma - \Gamma_{\text{упр}}) m_{\text{рез}}^2}{(m^2 - m_{\text{рез}}^2)^2 + m_{\text{рез}}^2 \Gamma^2} V(m^2), \quad (23)$$

где пороговый фактор  $V(m^2) = [(m^2 - m_{\text{пор}}^2)/(m_{\text{рез}}^2 - m_{\text{пор}}^2)]^{J/2}$  введен для того, чтобы сечение образования резонанса в неупругом канале обращалось в нуль на пороге мезообразования. Результаты сравнения рас-

чета с экспериментальными данными приведены на рис. 33, из которых следует, что введение резонансов значительно улучшает согласие с экспериментом. Но для проверки всех этих выводов надо иметь хорошие данные о сечениях неупругих каналов.

Недавно была опубликована работа <sup>99</sup>, в которой приведены результаты измерения сечений реакции  $p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}\pi^-$  при девяти значениях энергии в интервале 550—1000 МэВ. Из результатов работы следует, что в энергетической зависимости сечения нет максимума, соответствующего резонансу, предполагаемому в <sup>88</sup>. Полученные в работе <sup>99</sup> значения изоскалярного сечения  $\sigma_0$  не согласуются с предсказанными в работах <sup>84</sup> и <sup>88</sup>.

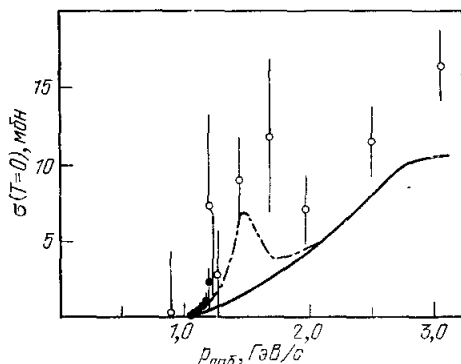


Рис. 33. Неупругое сечение в состоянии с  $T = 0$  (экспериментальные точки — из работы <sup>88</sup>).

Это означает, что если дибарионные резонансы в канале  $T = 0$  и существуют, то параметры их значительно отличаются от теоретических предсказаний <sup>84</sup>, <sup>88</sup>, имеющих в настоящее время.

Несколько замечаний о других структурах в состояниях с  $T = 0$ . В фазовом анализе Хошизаки не получено явно резонансоподобного поведения в диаграммах Аргана для других состояний. С другой стороны, прогресс данных по  $p\bar{p}$ -рассеянию уже сейчас привел к возможности резонансов в  ${}^3P$ -волнах в канале с  $T = 1$ .

Это может модифицировать и некоторые  $T = 0$  состояния, например  ${}^1P$ , так, что их диаграммы Аргана покажут резонансное поведение. Во всяком случае, вклад  ${}^1P$ -волны в  $\Delta\sigma_L$  ( $T = 0$ ) большой. Некоторые триплетные фазы как будто бы имеют структуру выше 1,7 ГэВ/с. Одна из них может иметь отношение к дибарионному состоянию ( $T = 0$ ,  $J = 3$ ,  $M = 2,35$  ГэВ), предложенному для описания данных по фоторасщеплению дейтона. Этот же резонанс объясняет энергетическую зависимость сечений парного образования мезонов. На

Таблица III

Дибарионные резонансы с  $T = 0$

	$B_0^2(2,14)$	$B_0^2(2,22)$	$B_0^2(2,43)$
Состояние	Триплет?	${}^1F_3$	Триплет?
Масса, ГэВ	2,14—2,17	2,20—2,26	2,40—2,50
Ширина, МэВ	50—100	100—200	

рис. 34 представлены результаты параметризации <sup>91</sup> сечений реакций  $NN \rightarrow d\pi\pi$ . Большое сечение парного рождения мезонов в состоянии  $T = 0$  подтверждает возможное существование резонанса с  $T = 0$ ,  $J = 3$ . Очевидно, что нужны дальнейшие измерения. На конференции в Лозанне Юкасава приводил следующую таблицу дибарионных резонансов с  $T = 0$ .

Какие есть аргументы против существования дибарионных резонансов с  $T = 0$ ? Следует сразу подчеркнуть, что данные, которые брались как входные для фазового анализа Хошизаки <sup>83</sup> или с которыми сравнивали свои результаты Грейн и др. <sup>88</sup>, на редкость противоречивы. Это вид-



но из сравнения экспериментальных точек для  $\sigma$  ( $T = 0$ ) на рис. 28 и 33. Естественно, что такое расхождение экспериментальных данных могло существенно повлиять на полученные результаты как из фазового анализа, так и из работы Грейна, так как в ней неупругие сечения также использовались для выбора параметров. Поэтому неудивительно, что резонансы с  $T = 0$  в этих работах различаются.

Багг<sup>10</sup> приводит некоторые соображения, которые, по его мнению, заставляют считать предложения о существовании дибарионных резонансов с  $T = 0$  преждевременными. Во-первых, он указывает, что полученная в фазовом анализе Хошизаки тенденция для фазы  ${}^1F_3$  (т. е. той волны, где обнаруживается резонанс) при энергиях ниже 500 МэВ стремиться к положительным значениям и не совпадает с результатами однозначного фазового анализа<sup>85</sup>, выполненного на основании большого числа действительно хороших экспериментальных данных, полученных на мезонных фабриках. Относительно этого следует заметить, что при отборе решений Хошизаки (это уже указывалось) как раз использовал результат однозначного фазового анализа Багга<sup>85</sup>, чтобы получить гладкую зависимость фаз. Некоторые отличие в фазах, конечно, имеется, но оно для волны  ${}^1F_3$  не превышает 2—3°. Второй аргумент Багга заключается в следующем. Так как из результатов фазового анализа следует, что имеется большая неупругость ( $T = 0$ ) между 500 и 1000 МэВ, то это скорее всего связано с процессами  $NN \rightarrow \Delta\Delta$  и/или  $NN \rightarrow NN^*(1420)$ . Поскольку  $N^*(1420)$  с 50%-й вероятностью распадается на  $N\pi\pi$ , то оба процесса должны приводить к большому сечению парного рождения мезонов, а это противоречит эксперименту. Что касается этого замечания, то надо отметить, что большая неупругость может быть связана и не с указанными каналами. В недавней работе Кёнига и Кролла<sup>30</sup> большая неупругость в состоянии  $T = 0$  хорошо объясняется одиночным образованием мезонов с использованием модели Дека. Третье замечание относится к результатам Грейна и др.<sup>88</sup>, и оно представляется наиболее существенным. Действительно, об этом говорилось в самой работе Грейна, результаты противоречат фазовому анализу Багга ниже энергий 500 МэВ. Поэтому предложение Багга о проведении нового тщательного анализа с учетом и экспериментальных данных, и результатов фазового анализа кажется совершенно закономерным.

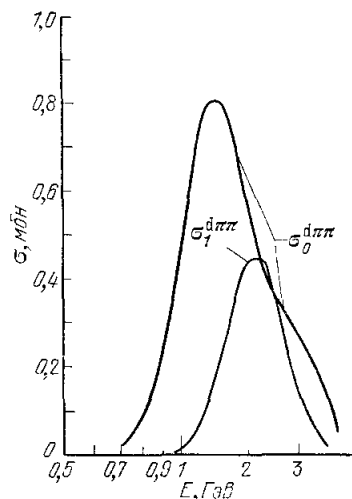


Рис. 34. Полные сечения процесса  $NN \rightarrow d\pi\pi$  для состояний с изоспинами  $T = 0$  и  $T = 1$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как видно, экспериментальные данные о дибарионных резонансах во многом противоречивы. За последние два года число кандидатов в дибарионные резонансы, как минимум, утроилось. Не исключено, что мы присутствуем при рождении дибарионной спектроскопии. Во всяком случае, уже сейчас есть предсказания о богатом спектре резонансов в нуклон-нуклонном канале. Здесь не рассматривались отдельно теоретические работы, но уже указывалось, что дибарионные резонансы предсказываются большим числом моделей. К сожалению, пока не ясен один из основных

вопросов, что такое дибарион — обычная ядерная система типа квазидейтона или шестикварковое связанное состояние. Наиболее явно выраженный  ${}^3F_3$ -резонанс соответствует прицельному параметру для двух протонов, равному 0,9 Фм. Это много меньше, чем размер дейтона ( $\sim 1,7$  Фм) и больше совпадает с размерами обычного барионного резонанса. Чисто качественно это свидетельствует, что резонанс  ${}^3F_3$  скорее шестикварковое состояние, чем ядерная система<sup>14</sup>, но все это нуждается в количественном подтверждении. Ситуация сейчас такова, что необходимо иметь возможно скорее большое число новых экспериментальных данных для того, чтобы, во-первых, решить вопрос, существуют дибарионы или нет, и, во-вторых,

если они существуют, то понять их природу и установить хотя бы феноменологическую систематику.

С одной из простейших систематик связано интересное предложение о поиске узких дибарионных резонансов. С рассмотрения этой возможности и следует начать краткий обзор предлагаемых экспериментов.

Мак-Грегор предложил<sup>92</sup> ротационную модель, в соответствии с которой массы дибарионных резонансов определяются энергиями ротационных состояний двухнуклонной системы, а именно  $E = E_0 + E_{\text{рот}} \cdot l(l+1)$ . По этой модели резонансы  ${}^1D_2$  (2,14),  ${}^3F_3$  (2,26),  ${}^1G_4$  (2,46) хорошо ложатся (рис. 35) на прямую  $\sim l(l+1)$  и, соответственно, должны существовать низколежащие резонансы  ${}^1S_0$  (2,02) и  ${}^3P_1$  (2,06). Предложение сводится к тому<sup>93</sup>, чтобы искать эти резонансы в

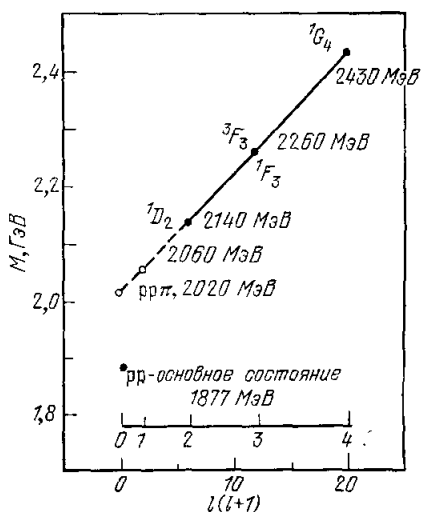


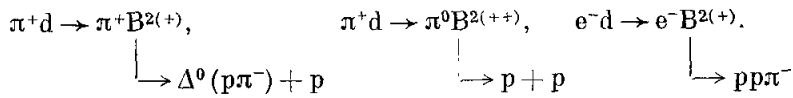
Рис. 35. Дибарионные ротационные уровни.

энергетической зависимости  $\sigma_{pp}(E)$ . Дело в том, что имеются области энергий, где полное сечение pp-рассеяния не измерено. Массы предполагаемых  ${}^1S_0$ - и  ${}^3P_1$ -резонансов находятся как раз внутри этих областей (рис. 36). Модель Мак-Грегора не дает значения ширины резонансов, но можно ожидать, что полные ширины резонансов такого же порядка величины, как и упругие ширины уже «установленных»  ${}^3F_3$ - и  ${}^1D_2$ -резонансов, т. е. 5–20 МэВ. Кроме того, есть основания считать<sup>93</sup>, что величина этих пиков в полном сечении может быть порядка 10 мбн.

Имеется и другая оценка ширины низколежащих резонансов. Она сделана в приближении связанных каналов с использованием результатов фазового анализа упругого pp-рассеяния в рассматриваемой энергетической области<sup>96</sup>. По этой оценке ширины низколежащих резонансов должны быть меньше 0,6 МэВ. В любом случае измерение полных pp-сечений при энергиях около 300 и 390 МэВ с малым шагом по энергии представляет большой интерес. Можно привести в качестве дополнительных аргументов за такой эксперимент следующие два обстоятельства: 1) данные по  $\Delta\sigma_L$  указывают, что имеется еще один минимум ниже 1 ГэВ/с; 2) в дисперсионном анализе Грейна и Кролла при импульсе около 800 МэВ/с происходит резкое изменение наклона траектории на диаграмме Аргана (рис. 13).

Недавно была опубликована работа<sup>97</sup>, в которой предложен ряд экспериментов для поиска дибарионных резонансов. Предлагается искать дибарионные резонансы при образовании их назад в квазидвухчастичных

реакциях:



Чтобы уменьшить влияние фоновых эффектов, надо измерять  $t$ -зависимость поперечных сечений.

Какие еще эксперименты можно предложить для поиска дибарионных резонансов? Для доказательства  ${}^3F_3$ -резонанса представляет интерес измерить отдельно  $(\Delta\sigma_L)_{\text{упр}}$  и  $(\Delta\sigma_L)_{\text{неупр}}$ , так как их зависимости от энергии резко различаются по результатам фазового анализа <sup>16</sup>. Для исследования  ${}^1D_2$ -резонанса полезно измерить спин-спиновые корреляционные параметры для разных поляризаций пучка и мишени. Вообще, измерение корреляционных параметров дает большую информацию. Уже указывалось <sup>7</sup>

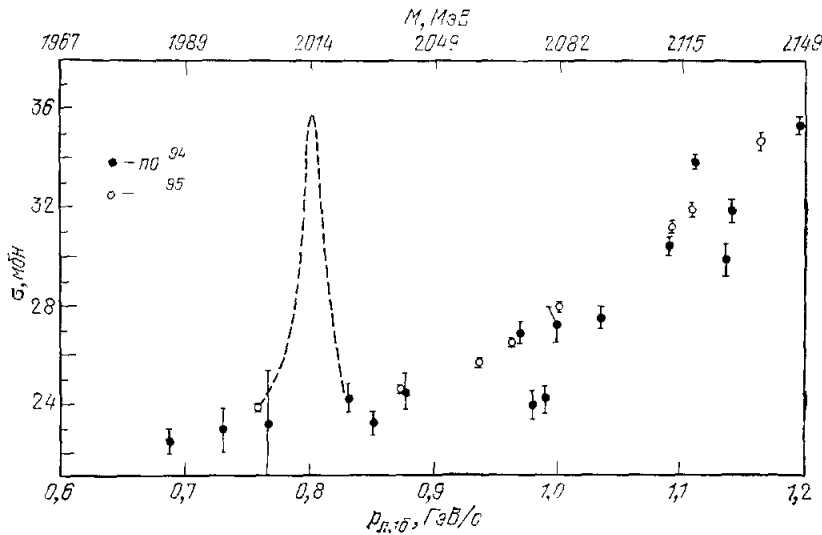


Рис. 36. Полные рр-сечения при промежуточных энергиях.

на важность измерения параметра  $C_{NN}$  в протон-протонном рассеянии. Если существует  ${}^1F_3$ -дибарионный резонанс, то угловая зависимость параметра  $C_{NN}$  в рр-рассеянии резко изменяется в интервале импульсов 1,1–1,7 ГэВ/с <sup>84</sup>. Исключительно информативна угловая зависимость тензора поляризации в процессе  $\pi d \rightarrow p p$ .

Следует подчеркнуть, что решение проблемы дибарионных резонансов тесно связано с исследованием неупругих реакций. Во всех теоретических расчетах вероятностей распада резонансов <sup>98</sup> наибольшую вероятность имеет канал  $NN \rightarrow NN\pi$ . Наблюдение резонансов в неупругих реакциях могло бы разрешить один из основных вопросов — являются ли наблюдаемые экспериментальные эффекты следствием существования резонансов или вызываются другими динамическими эффектами. Для проверки различных моделей образования пионов в нуклон-нуклонных столкновениях целесообразнее исследовать состояние двух нуклонов с  $T = 0$  из-за существенно меньшего фона по сравнению с каналом  $T = 1$ , в котором интенсивно рождается (3,3) изобара. Наконец, необходимо начать поляризационные измерения в неупругих многочастичных реакциях.

Внимание к проблеме дибарионных резонансов в настоящее время чрезвычайно велико. Программы практически всех ускорителей на промежуточные энергии содержат исследования дибарионов. Достаточно напомнить, что только за год с мая 1979 г. по июнь 1980 г. на мезонной фабрике в Лос-Аламосе принято 10 предложений экспериментов, так или иначе связанных с поиском дибарионных резонансов. Есть все основания предполагать, что такое массированное наступление на дибарионы приведет к решению этой интересной проблемы.

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

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Jaffe R. L.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 195.
2. Mulders P. et al.— Ibid., 1978, v. 40, p. 1543.
3. Aerts A. et al.— Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 17, p. 260.
4. Imachi M. et al.— Progr. Theor. Phys., 1976, v. 55, p. 551; 1977, v. 57, p. 517.
5. Ueda T.— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 74, p. 123.
6. Auer I. P. et al.— Ibid., 1977, v. 67, p. 113; v. 70, p. 475.
7. Камае Т. et al.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 468.
8. Лapidус Л. И.— Препринт ОИЯИ P2-11762. Дубна, 1978.
9. Yokosawa A.— Phys. Rept., 1980, v. 64, p. 47.
10. de Boer W. et al.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 558.
11. Biegert E. K. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 73, p. 235.
12. Bugg D. V.— Report on the 1980 Intern. Symposium on High Energy Physics with Polarized Beams and Polarized Targets. Lausanne, 1980.
13. Albrow M. G. et al.— Nucl. Phys. Ser. B, 1970, v. 23, p. 445.
14. Hidaka K. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 70, p. 478.
15. Ryan B. A. et al.— Phys. Rev., 1971, v. 3, p. 1.
16. Hidaka K., Yokosawa A.— Surveys in High Energy Physics.— London, 1979.— P. 141.
17. Auer I. P. et al.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 1436.
18. Hoshizaki N.— Progr. Theor. Phys., 1978, v. 60, p. 1796; 1979, v. 61, p. 129.
19. Bell D. A. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 94, p. 310.
20. Borisov et al.— Preprint LINP-581.— Leningrad, 1980.
21. Besset D. et al.— Nucl. Phys. Ser. A, 1980, v. 345, p. 435.
22. Willard H. B. et al.— In: Proc. of Intern. Symposium on High Energy Physics with Polarized Beams and Polarized Targets. Argonne, 1978.— AIP Conf. Proc., 1979, No. 51, p. 420.
23. Bystricky J., Lehar F. Nucleon-nucleon Scattering Data.— Karlsruhe, 1978.
24. Lin A. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 74, p. 273.
25. Yokosawa A.— Report on the 1980 Intern. Symp. on High Energy Phys. with Polarized Beams and Polarized Targets. Lausanne, 1980.
26. Amaldi U. et al.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1976, v. 26, p. 385.
27. Grein W., Kroll P.— Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 137, p. 173.
28. Arndt R. A. LAMPF Nucleon-nucleon Workshop. 1978; Private communication to prof. A. Yokosawa (1980).
29. Bystricky J. et al.— Preprint D PH PE 79-01.— Saclay, 1979.
30. Hoshizaki N.— In: Proc. of the 2nd Meeting on Exotic Resonances. Hiroshima, Japan, 1980.— P. 1.
31. Kanada H. et al.— Ibid., P. 20.
32. König A., Kroll P.— Nucl. Phys. Ser. A, 1981, v. 356, p. 345.
33. Minami S.— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 74, p. 120; Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 18, p. 3273.
34. Arik M., Williams P. G.— Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 136, p. 425.
35. Kloet W. M., Silbar R. R.— Ibid., Ser. A, 1980, v. 338, p. 281.
36. Silbar R. R., Kloet W. M.— Ibid., p. 317.
37. Kloet W. M., Silbar R. R.— Preprint LA-UR-80-1997.
38. Ueda T. et al.— In: Proc. of 1979 INS Symposium on Particle Physics in GeV Region.— Tokyo, 1979.— Contr. No. 23.
39. Hollas C. L.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 1186.
40. Bugg D. V.— In: High Energy Physics with Polarized Beams and Polarized Targets. Argonne, 1978.— AIP Conf. Proc., 1979, v. 51, p. 362.
41. Bugg D. V.— Nucl. Phys. Ser. A, 1980, v. 335, p. 171.

38. Bugg D. V.— J. Phys. Ser. G., 1979, v. 5, p. 1349.
39. Edwards B. J., Thomas G. H.— Phys. Rev. Ser. D, 1980, v. 22, p. 2722.
40. Kamae T. et al.— In: Proc. of the INS Symposium on Electron and Photon Interactions at Resonance Region and on Related Topics.— Tokio, 1975.— P. 495.
41. Ogawa K. et al.— Nucl. Phys. Ser. A, 1980, v. 340, p. 451.
42. Laget J. M.— Ibid., 1978, v. 312, p. 265.
43. Ikeda H. et al.— In: Proc. of the Meeting on Exotic Resonances. Hiroshima.— HUPD-7843; Oct. 1978.— P. 17; Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 1321.
44. Nakamura K.— Цит. в <sup>34</sup> сб.— P. 425.
45. Dougan P. et al.— Zs. Phys. Ser. A, 1976, Bd. 276, S. 55.
46. Schwille W. J.— Цит. в <sup>34</sup> сб.— P. 143.
47. Браташевский А. С. и др.— ЯФ, 1980, т. 31, с. 860.
48. Браташевский А. С. и др.— ЯФ, 1980, т. 32, с. 418.
49. Liu F. F. et al.— Phys. Rev., 1978, v. 165, p. 1478.
50. Горбенко В. Г. и др.— Письма ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 130.
51. Горбенко В. Г. и др.— Ibid., 1979, т. 32, с. 387.
52. Broekmann R. et al.— Bonn IR-79-25.— Bonn University, 1979.
53. Barbiellini G. et al.— Ibid., 1967, v. 154, p. 988.
54. Awaaji N. et al. Paper submitted to Baryon 1980. Toronto.
55. Kajikawa R. Talk given at Baryon 1980. Toronto.— DNPU-31-80.— Sept. 1980.
56. Koze R. et al.— Zs. Phys. Ser. A, 1969, Bd. 220, S. 305.
57. Argan P. E. et al.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 96.
58. Laget J. M.— Nucl. Phys. Ser. A, 1978, v. 296, p. 388.
59. Канай К. и др.— Письма ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 133.
60. Kanai K. et al.— Progr. Theor. Phys., 1979, v. 62, p. 153.
61. Kravtsov A. V. et al.— Nucl. Phys. Ser. A, 1979, v. 322, p. 439.
62. Cole R. H. et al.— Phys. Rev. Ser. C, 1978, v. 17, p. 681.
63. Kanai K., Mihaka A.— Progr. Theor. Phys., 1981, v. 65, p. 266.
64. Keller R. et al.— Phys. Rev. Ser. D, 1975, v. 11, p. 2389.
65. Кондратюк Л. А., Лев Ф. М.— ЯФ, 1976, т. 23, с. 1056.
66. Simonov Y. A., van der Velde M.— J. Phys. Ser. G, 1979, v. 5, p. 439.
67. Grein W. et al.— Preprint SIN, 1980.
68. Arvieux J., Rinat A. S.— Preprint WIS-80-26, 1980.
69. Ferreira E., Munguia G.— Preprint PUC NC 14/8, 1980.
70. Kubodera K. et al.— J. Phys. Ser. G, 1980, v. 6, p. 171.
71. Frascaria R. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 91, p. 345.
72. Holt R. J. et al.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1229.
73. Bolger J. et al.— Ibid., 1981, v. 46, p. 167.
74. Aprile E. et al.— Nucl. Phys. Ser. A, 1980, v. 335, p. 245.
75. Kamo H., Watari W.— Progr. Theor. Phys., 1979, v. 62, p. 1035; 1980, v. 64, p. 338.
76. Kamo H. et al.— In: Proc. of the 2nd Meeting on exotic resonances, Hiroshima. 1980.— P. 31.
77. Kamo H., Watari W., Yonezawa M.— Progr. Theor. Phys., 1980, v. 64, p. 2144.
78. Hoftiezer J. H. et al.— Preprint Rice University — Houston, Texas, 1980.
79. Hoftiezer J. H. et al.— Phys. Rev. Ser. C, 1981, v. 23, p. 4071.
80. Spinka H.— In: Proc. of Intern. Symposium on High Energy Physics with Polarized Beams and Polarized Targets. Argonne, 1978.— AIP Conf. Proc, 1979, v. 51, p. 382.
81. Kleinschmidt M. et al.— In: Proc. of 8th Intern. Conference on Few Body Systems and Nuclear Forces.— Graz, Austria, 1978.— V. II, p. 164.
82. Devlin T. J. et al.— Phys. Rev. Ser. D, 1973, v. 8, p. 136.
83. Hoshizaki N.— Цит. в <sup>34</sup> сб.— P. 475.
84. Hashimoto K., Higuchi Y., Hoshizaki N.— Progr. Theor. Phys., 1980, v. 64, p. 1678.
85. Bugg D. V. et al.— Phys. Rev. Ser. C, 1980, v. 21, p. 1004.
86. Hashimoto K., Hoshizaki N.— Progr. Theor. Phys., 1980, v. 64, p. 1693.
87. Ogawa K.— Цит. в <sup>34</sup> сб.— P. 322.
88. Grein W., König A., Kroll P.— Preprint WUB 80-13; Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 96, p. 176.
89. Bonner B. E. et al.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 1200.
90. Hurster W. et al. To be published in Phys Lett.
90. Bizard G. et al.— Nucl. Phys. Ser. B, 1975, v. 85, p. 14.

91. Lehar F. et al.— Preprint DPh PE 79-28.— Saclay, 1979.
92. Mac Gregor M. H.— Phys. Rev. Ser. D, 1979, v. 20, p. 1616.
93. Fields T. H., Yokosava A.— Ibid., 1980, v. 21, p. 1432.
94. Giacomelli G.— Progr. Nucl. Phys., 1971, v. 12, p. 214.
95. Schwaller P. et al.— Nucl. Phys. Ser. A, 1979, v. 316, p. 317.
96. Wainer J., Lomon E.— Preprint MIT-CTP 825.—1979.
97. Fukawa M. et al.— Preprint NUP-A-79-13.—1979.
98. Araki M. et al.— Progr. Theor. Phys., 1980, v. 63, p. 2133.
99. Дахно Л. Г. и др.— Препринт ЛИЯФ-692.— Ленинград, 1981.