Лекция 10. Неупругие процессы в *NN*-соударениях. Дибарионные резонансы в процессах одно- и двухпионного рождения

Неупругие процессы в *NN*-рассеянии. Традиционное описание процесса однопионного рождения $pp \to d\pi^+$. Учет промежуточных дибарионов в реакции $pp \to d\pi^+$. Проявление дибарионов в упругом *pp*-, πd- и *pd*-рассеянии.

10.1. О ЧЕМ ГОВОРЯТ НЕУПРУГИЕ ПРОЦЕССЫ В *NN*-РАССЕЯНИИ

Современные реалистические *NN*-потенциалы (Аргоннский, Наймегенский, Боннский и др.) были тщательно подогнаны под фазовые сдвиги упругого *NN*-рассеяния лишь до энергий $E_{\text{лаб}} = 350$ МэВ. Авторы этих потенциалов часто мотивируют это тем, что при более высоких энергиях начинаются неупругие процессы, и описание взаимодействия с помощью обычного потенциала становится, строго говоря, неприменимым. Эту аргументацию нельзя считать полностью убедительной, поскольку для описания рассеяния нуклонов, дейтронов, α-частиц и других частиц на ядрах вплоть до весьма высоких энергий, превышающих многие неупругие пороги, широко и вполне обоснованно используют модели комплексного оптического потенциала, мнимая часть которого хорошо моделирует неупругие процессы, но в интегральном смысле, без детализации отдельных неупругих каналов.

Однако здесь гораздо важнее другое. Экспериментально известно, что неупругие процессы в столкновениях нуклонов

носят ярко выраженный селективный характер, т.е. сильно зависят от полного спина, изоспина и углового момента. Такая сильная и нерегулярная зависимость неупругих процессов от квантовых чисел канала делает чисто потенциальное описание процесса столкновения малоэффективным. Хотя формально всегда можно подобрать некоторый комплексный потенциал для хорошего описания данных упругого рассеяния и полного неупругого сечения, такое описание не имеет большого смысла из-за его малой предсказательной силы.

Данная проблема, хорошо известная уже много лет, неизбежно приводит к вопросу о причинах такой резкой селективности не только неупругих, но даже и упругих амплитуд. В первых Лекциях мы уже обсуждали вопрос о возможных причинах столь сложного описания упругого *NN*-взаимодействия. В неупругих *NN*-амплитудах эта селективность выражена еще более ярко. Так, например, одним из основных механизмов рождения пионов в *NN*-столкновениях является процесс возбуждения промежуточной Δ-изобары в πN-канале P_{33}, которая имеет фиксированные квантовые числа и рождается в основном лишь в определенных парциальных волнах. Другим важным фактором, определяющим селективность неупругих амплитуд, является, как будет показано ниже, рождение дибарионных резонансов, также только в определенных каналах и с определенной массой.

В настоящей Лекции будет явно показано, как возбуждение промежуточных Δ-изобар и дибарионов, инициирующих пионное рождение при промежуточных энергиях, создает наблюдаемую селективность не только в неупругих, но и в упругих *NN*-соударениях.

10.2. ПРИМЕР: НЕУПРУГИЕ ПРОЦЕССЫ В *NN*-КАНАЛЕ $^1D_2$

При попытке описать фазовые сдвиги *NN*-рассеяния в канале $^1D_2$ (мы используем здесь стандартные обозначения каналов $^{2S+1}L_J$) с помощью статического потенциала мы сталкиваемся с очень трудной проблемой, когда теоретический фазовый сдвиг идет намного выше экспериментального.

Статический потенциал, воспроизводящий эмпирические фазовые сдвиги в канале $^1D_2$, всегда получается почти сингулярным в нуле (при $r_{NN} \to 0$), тогда как в других парциальных волнах получаются более регулярные потенциалы. Одновременно с этим наблюдается также нерегулярное поведение неупругой амплитуды рассеяния в этом канале. Детальное исследование поведения упругих и неупругих амплитуд показало, что важную роль в этом канале играет возбуждение промежуточной Δ-изобары: $NN \to N\Delta$, причем синглетная *D*-волна в *NN*-канале прямо связывается с *S*-волной в *N*Δ-канале, где спины нуклона (1/2) и Δ-изобары (3/2) складываются в полный угловой момент $J = 2$. Образовавшаяся Δ-изобара быстро распадается по πN-каналу: $\Delta \to \pi + N$, давая большой выход пионов в этой парциальной волне. При этом неупругость, возникающая при открытии *N*Δ-канала, сильно уменьшает действительную часть фазового сдвига в канале $^1D_2$, которая в максимуме достигает лишь 9°, а с дальнейшим ростом энергии вновь начинает падать.

Однако, как показали расчеты [1,2], рождение промежуточной Δ-изобары в канале $^1D_2$ может объяснить лишь около 50% величины неупругого сечения, тогда как остальные 50% обусловлены рождением изовекторного $^1D_2$-дибариона (т.е. ди-

протона) с массой $M(^1D_2) \approx 2.15$ ГэВ и полной шириной $\Gamma(^1D_2) \approx 120$ МэВ.

Если допустить, что и в других NN-каналах неупругие процессы определяются образованием промежуточных Δ-изобар и дибарионов, то становится ясно, что возникает сложная картина NN-взаимодействия как в упругом, так и в неупругом каналах, сильно зависящая от квантовых чисел канала и весьма далекая от простой потенциальной модели. По всей видимости, именно эта сложная и далекая от простого обменного механизма Юкавы адронная динамика и стоит «за кулисами» NN-взаимодействия. Поэтому любая попытка описать NN-взаимодействие с помощью статического потенциала неизбежно порождает, как мы видим, потенциал очень сложной формы. В следующих разделах в качестве иллюстрации этого общего вывода мы рассмотрим самый простой неупругий процесс $pp \to d\pi^+$.

10.3. ТРАДИЦИОННОЕ ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССА ОДНОПИОННОГО РОЖДЕНИЯ $pp \to d\pi^+$

В данном разделе мы кратко опишем традиционный подход к описанию процессов однопионного рождения на примере реакции $pp \to d\pi^+$. Эту реакцию с двумя частицами в конечном состоянии намного проще исследовать и экспериментально и теоретически, чем реакции с тремя частицами в конечном состоянии: $pp \to pn\pi^+$ или $pp \to pp\pi^0$.

Большинство теоретических и экспериментальных работ по описанию системы πNN и, в частности, реакции $NN \to d\pi$, было выполнено до 1990 года, и результаты этих работ просум-

мированы в книге [3]. Впервые качественное объяснение данных по пионному рождению в реакции $pp \to d\pi^+$ при энергиях падающих протонов T_p = 400–800 МэВ было получено Мандельстамом [4] еще в 1958 году на основе механизма возбуждения промежуточной изобары Δ(1232). Позже для описания этой реакции был предложен ряд феноменологических моделей и метод связанных каналов. Наиболее последовательное описание однопионного рождения было получено в 1980-е годы на основе уравнений Фаддеева для системы πNN [5]. Большим достоинством фаддеевского подхода является точная правильная трактовка перерассеяния пиона на обоих нуклонах во всех порядках, а также точное выполнение условия унитарности. Однако все эти многочисленные попытки привели лишь к полуколичественному описанию сечений рождения пионов и не объяснили данных по поляризационным наблюдаемым.

Характерной чертой реакции рождения пионов, и вообще рождения любой достаточно тяжелой частицы, является то, что такие процессы происходят с большими передачами импульса Δp (например, в реакции $pp \to d\pi^+$ $\Delta p \geq 360$ МэВ/c, что автоматически включает в игру взаимодействие нуклонов на малых расстояниях $r_{NN} \leq 1$ Фм. Кроме того, такие процессы рождения частиц часто идут через образование промежуточных резонансов (нуклонных изобар и дибарионов), поскольку вероятность передачи большого импульса за относительно долгое время жизни резонанса намного выше, чем за короткое время прямого столкновения двух частиц. Ниже на примере реакции $pp \to d\pi^+$ мы рассмотрим три основных механизма рождения пионов в NN-соударениях: прямой (t-канальный), через промежуточную

Δ-изобару и через промежуточный дибарион. Дальнейшее изложение основано на работах [1,2].

На Рис. 10.1 изображены два базовых традиционных механизма процесса $NN \to d\pi$: однонуклонный обмен (one-nucleon exchange — ONE) и образование промежуточного состояния N+Δ.

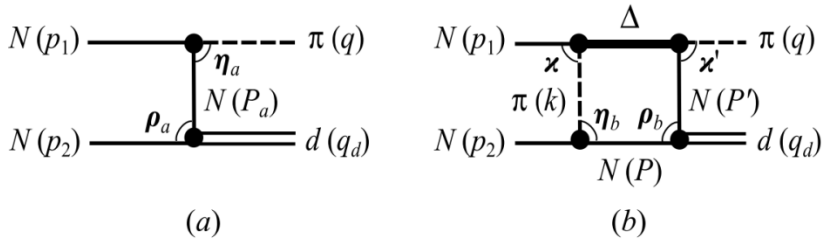

Рис. 10.1. Диаграммы, иллюстрирующие два базовых механизма процесса $NN \to d\pi$: ONE (a) и $N\Delta$ (b). Отмечены 4-импульсы частиц (в скобках) и 3-импульсы в с.ц.и. парных подсистем (жирным шрифтом).

Ниже приведены формулы для спиральных амплитуд процесса однопионного рождения, отвечающие диаграммам Рис. 10.1a и 10.1b:

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}^{(\mathrm{ONE})}_{\lambda_1,\lambda_2;\lambda_d} &= -I_a\,(2m)^{3/2}\,\chi^{\dagger}(\lambda_2)\,i\sigma_2\,\Psi^{*}_{d}(\mathbf{\rho_a},\lambda_d)\,F_{\pi NN}(\eta_a)(\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\eta_a})\,\chi(\lambda_1),\\
\mathcal{M}^{(N\Delta)}_{\lambda_1,\lambda_2;\lambda_d} &= -I_b\,(2m)^{1/2}\,\chi^{\dagger}(\lambda_2)\,i\sigma_2 \int \frac{d^3P}{(2\pi)^3}\,\frac{F_{\pi NN}(\eta_b)(\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\eta_b})}{w_\pi^2 - m_\pi^2 + i0}\times\\
&\times\Psi^{*}_{d}(\mathbf{\rho_b},\lambda_d)\sqrt{\frac{\Gamma_\Delta(\varkappa)\Gamma_\Delta(\varkappa')}{\varkappa^3\varkappa'^3}}\,\frac{16\pi W_\Delta^2(\varkappa\varkappa' + i\frac{\sigma}{2}\varkappa\times\varkappa')}{W_\Delta^2 - M_\Delta^2 + iW_\Delta\Gamma_\Delta(W_\Delta)}\,\chi(\lambda_1),
\end{aligned} \tag{1}$$

где I_a, I_b — изоспиновые коэффициенты, $\chi(\lambda)$ — нерелятивистские спиноры нуклонов, σ — матрицы Паули и Ψ_d — волновая функция дейтрона. Ширина Δ-изобары связана с формфактором $F_{\pi N\Delta}$ следующим соотношением:

$$\Gamma_{\Delta}(\varkappa)=\frac{\varkappa^3 m}{6\pi W_{\Delta}}F^2_{\pi N\Delta}(\varkappa). \qquad (2)$$

Последовательное описание процесса пионного рождения требует полностью релятивистского формализма. Однако, в то время как переход к релятивистской кинематике сравнительно прост, включение полностью релятивистской динамики является весьма нетривиальной задачей. Поэтому в расчетах [1,2] использовалась релятивистская кинематика (при вычислении относительных импульсов частиц) и частично релятивистская динамика (при вычислении пропагаторов пионов и Δ-изобар), но нерелятивистская структура вершин. И поскольку описание рассматриваемой реакции на основе только двух базовых механизмов изначально носит приближенный характер, учет в них полного релятивистского описания, требующий гораздо более сложных вычислений, представляется на данном этапе нецелесообразным. Неучтенные релятивистские эффекты вносят поправку не более 10–15%.

Для рассматриваемой реакции $pp \to d\pi^+$ изоспиновые коэффициенты равны: $I_a=\sqrt{2}$ и $I_b=4\sqrt{2}/3$. Спиральные амплитуды должны быть антисимметризованы по начальным протонам:

$$\mathcal{M}^{(s)}_{\lambda_1,\lambda_2;\lambda_d}(\theta)=\mathcal{M}_{\lambda_1,\lambda_2;\lambda_d}(\theta)+(-1)^{\lambda_d}\,\mathcal{M}_{\lambda_1,\lambda_2;\lambda_d}(\pi-\theta). \qquad (3)$$

Всего в реакции $pp \to d\pi^+$ имеется 6 независимых спиральных амплитуд:

$$\begin{aligned}&\Phi_1=\mathcal{M}^{(s)}_{\frac{1}{2},\frac{1}{2};1},\quad \Phi_2=\mathcal{M}^{(s)}_{\frac{1}{2},\frac{1}{2};0},\quad \Phi_3=\mathcal{M}^{(s)}_{\frac{1}{2},\frac{1}{2};-1},\\ &\Phi_4=\mathcal{M}^{(s)}_{\frac{1}{2},-\frac{1}{2};1},\quad \Phi_5=\mathcal{M}^{(s)}_{\frac{1}{2},-\frac{1}{2};0},\quad \Phi_1=\mathcal{M}^{(s)}_{\frac{1}{2},-\frac{1}{2};-1}.\end{aligned} \qquad (4)$$

Для сравнения с данными парциально-волнового анализа и исследования вклада дибарионных резонансов удобно перейти к традиционным парциальным амплитудам, которые выражаются через спиральные амплитуды по стандартным формулам Якоба–Вика [6]. Приведем явные формулы для трех доминирующих парциальных амплитуд:

$$\begin{aligned} A\left({}^1D_2P\right) &= \frac{1}{2}\sqrt{\frac{3}{5}}\left(\Phi_1^{(2)}+\Phi_3^{(2)}\right)+\frac{1}{\sqrt{5}}\Phi_2^{(2)}, \\ A\left({}^3F_3D\right) &= -\frac{2}{\sqrt{7}}\Phi_4^{(3)}-\frac{1}{2}\sqrt{\frac{6}{7}}\Phi_5^{(3)}, \\ A\left({}^3P_2D\right) &= \sqrt{\frac{1}{10}}\left(\Phi_1^{(2)}-\Phi_3^{(2)}\right)+\sqrt{\frac{3}{5}}\Phi_4^{(2)}, \end{aligned} \tag{5}$$

где

$$\Phi_i^{(J)} = \int_{-1}^{1} d^{(J)}_{\lambda_1-\lambda_2,-\lambda_d}(x)\Phi_i(x)dx, \tag{6}$$

$d^{(J)}_{\lambda_1-\lambda_2,-\lambda_d}(x)$ — d-функция Вигнера и $x = \cos(\theta)$. Обозначения амплитуд $A({}^{2S+1}L_JL_\pi)$ означают, что начальное pp-состояние есть ${}^{2S+1}L_J$, а конечный пион имеет орбитальный угловой момент L_π относительно дейтрона.

Приведем теперь выражения для наблюдаемых реакции $pp \to d\pi^+$ через спиральные амплитуды Φ_1–Φ_6.

Полное сечение:

$$\sigma(pp\to d\pi^+) = \frac{1}{64\pi s}\frac{q}{p}\int_{-1}^{1}\sum_{i=1}^{6}\left|\Phi_i(x)\right|^2 dx. \tag{7}$$

Дифференциальное сечение:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(pp\to d\pi^+) = \frac{1}{64\pi^2 s}\frac{q}{p}\frac{1}{4}\Sigma, \tag{8}$$

где

$$\Sigma = 2\sum_{i=1}^{6}\left|\Phi_i\right|^2.$$

Векторные анализирующие способности:

$$\begin{aligned} A_{y0} &= 4\,\mathrm{Im}\left(\Phi_1^*\Phi_6 + \Phi_3^*\Phi_4 - \Phi_2^*\Phi_5\right)\Sigma^{-1}, \\ iT_{11} &= -\sqrt{6}\,\mathrm{Im}\left[\left(\Phi_1^* - \Phi_3^*\right)\Phi_2 + \left(\Phi_4^* - \Phi_6^*\right)\Phi_5\right]\Sigma^{-1}. \end{aligned} \qquad (9)$$

Спин-корреляционные параметры двух протонов:

$$\begin{aligned} A_{xx} &= \left[4\,\mathrm{Re}(\Phi_1^*\Phi_3 - \Phi_4^*\Phi_6) + 2\left|\Phi_5\right|^2 - 2\left|\Phi_2\right|^2\right]\Sigma^{-1}, \\ A_{yy} &= \left[4\,\mathrm{Re}(\Phi_1^*\Phi_3 + \Phi_4^*\Phi_6) - 2\left|\Phi_5\right|^2 - 2\left|\Phi_2\right|^2\right]\Sigma^{-1}, \\ A_{zz} &= -2\left(\left|\Phi_1\right|^2 + \left|\Phi_2\right|^2 + \left|\Phi_3\right|^2 - \left|\Phi_4\right|^2 - \left|\Phi_5\right|^2 - \left|\Phi_6\right|^2\right)\Sigma^{-1}, \\ A_{xz} &= 4\,\mathrm{Re}(\Phi_1^*\Phi_6 + \Phi_3^*\Phi_4 - \Phi_2^*\Phi_5)\Sigma^{-1}. \end{aligned} \qquad (10)$$

Для остальных наблюдаемых (дейтронных тензорных анализирующих способностей, спин-корреляционных параметров протона и дейтрона, а также двух протонов и дейтрона) экспериментальные данные на сегодня (конец 2017 года) отсутствуют.

Как уже было отмечено выше, процессы пионного рождения сопровождаются довольно большими передачами импульса. Это делает амплитуду процесса очень чувствительной к параметрам обрезания $\Lambda_{\pi NN}$, $\Lambda_{\pi N\Delta}$ и др. мезон-барионных формфакторов на малых расстояниях (или при больших импульсах). Рассмотрим выбор этих параметров более детально.

В расчетах [1,2] параметризация вершинных функций πNN и $\pi N\Delta$ была выбрана в монопольном виде:

$$F_{\pi NN}(p,\tilde{\Lambda}) = \frac{f}{m_\pi}\frac{p_0^2 + \tilde{\Lambda}^2}{p^2 + \tilde{\Lambda}^2}, \quad F_{\pi N\Delta}(p,\tilde{\Lambda}_*) = \frac{f_*}{m_\pi}\frac{p_0^2 + \tilde{\Lambda}_*^2}{p^2 + \tilde{\Lambda}_*^2}, \qquad (11)$$

где p — относительный импульс пиона и нуклона, p_0 — значение p, когда все три частицы лежат на массовой поверхности

(для вершины πNN p_0 будет мнимым); f и f_* — константы связи, $\tilde{\Lambda}$ и $\tilde{\Lambda}_*$ — параметры короткодействующего обрезания. Такая параметризация вершин распада частицы a на частицы b и c, зависящая от относительного импульса p_{bc}, удобна тем, что она допускает однозначеное продолжение в область вне массовой поверхности, т.е. позволяет единым образом описать процессы с участием как реальных, так и виртуальных частиц a, b и c с одним и тем же параметром Λ, который может быть найден из экспериментальных данных. Кроме того, модуль импульса p_{bc} является Лоренц-инвариантом:

$$p_{bc}^2 = \frac{\left(w_a^2 - w_b^2 - w_c^2\right)^2 - 4w_b^2 w_c^2}{4w_a^2}, \qquad (12)$$

где w_i — инвариантная масса частицы i (на массовой поверхности $w_i = m_i$).

В расчетах были использованы следующие параметры вершинных функций:

$$\pi NN: \quad f = 0.97, \ \tilde{\Lambda} = 0.7 \text{ ГэВ}, \qquad (13а)$$

$$\pi N\Delta: \quad f_* = 2.17, \ \tilde{\Lambda}_* = 0.3 \text{ ГэВ}. \qquad (13б)$$

Такая параметризация вершинных функций хорошо описывает данные по упругому πN-рассеянию. Рис. 10.2 иллюстрирует влияние константы обрезания $\tilde{\Lambda}_* (\Lambda_{\pi N\Delta})$ на сечение πN-рассеяния в канале P_{33}, соответствующем возбуждению Δ-изобары. В качестве эмпирических πN-данных, используемых для сравнения с теоретическими расчетами, показаны результаты парциально-волнового анализа (PWA) многочисленных экспериментальных данных по πN-рассеянию, выполненного американской группой SAID в Вашингтонском университете [7]. Из

рисунка видно, что для хорошего описания данных по πN-рассеянию в широком энергетическом интервале предпочтительна очень «мягкая» константа обрезания $\Lambda_{\pi N\Delta} = 0.3$ ГэВ.

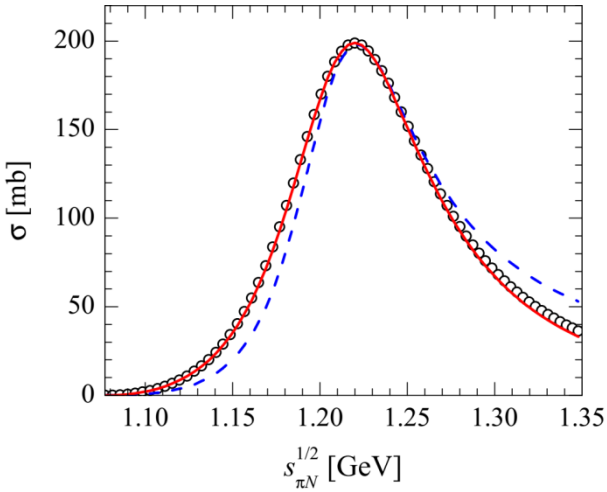

Рис. 10.2. Сечение πN-рассеяния в канале P_{33}. Пустые кружки — данные PWA (SAID), сплошная и штриховая кривые — результаты расчетов с параметрами обрезания $\Lambda_{\pi N\Delta} = 0.3$ и 0.55 ГэВ, соответственно.

Следует особо подчеркнуть, что выбранные таким образом параметры короткодействующего обрезания в вершинах значительно «мягче» (т.е. меньше) тех параметров, которые традиционно используются в современных моделях NN-потенциалов. Например, в модели Боннского NN-потенциала минимальные значения параметров обрезания в вершинах πNN и $\pi N\Delta$, с которыми все еще возможно хорошее описание фазовых сдвигов NN-рассеяния, составляют $\Lambda \approx 1.3$ ГэВ. Очевидно, что такие большие значения параметров обрезания несовместимы с правильным описанием πN-взаимодействия, а также приводят к усилению вклада однопионного обмена на малых межнуклон-

ных расстояниях. Естественно предположить, что такое искусственное усиление мезон-обменных процессов просто имитирует истинные механизмы короткодействующего NN-взаимодействия, определяемые кварк-мезонной структурой нуклонов и отсутствующие в традиционных моделях NN-сил, что во многих случаях, тем не менее, может приводить к правильным наблюдаемым эффектам.

Результаты расчета сечений реакции однопионного рождения $pp \to d\pi^+$ в рамках традиционного описания, т.е. с учетом механизмов ONE и $N\Delta$ [1], в сравнении с данными PWA (SAID) [7,8] приведены на Рис. 10.3.

На Рис. 10.4 также показана зависимость максимального значения полного сечения реакции $pp \to d\pi^+$ от параметров короткодействующего обрезания в вершинах πNN и $\pi N\Delta$ в альтернативной параметризации вершин, часто используемой в литературе:

$$F'_{\pi NN}(w_\pi, \Lambda) = \frac{f}{m_\pi}\frac{m_\pi^2 - \Lambda^2}{w_\pi^2 - \Lambda^2},$$
$$F'_{\pi N\Delta}(W_\Delta, \tilde{\Lambda}_*; w_\pi, \Lambda_*) = \frac{f_*}{m_\pi}\frac{\kappa_0^2 + \tilde{\Lambda}_*^2}{\kappa_{\text{on}}^2 + \tilde{\Lambda}_*^2}\frac{m_\pi^2 - \Lambda_*^2}{w_\pi^2 - \Lambda_*^2}, \qquad (14)$$

где κ_{on} — относительный импульс в πN-системе, когда пион и нуклон находятся на массовой поверхности, зависящий только от инвариантной массы W_Δ. В случае, когда только пион находится вне массовой поверхности, параметризация (11) совпадает с (14) с точностью до малых членов, пропорциональных w_π^4, а параметры обрезания связаны соотношениями:

$$\Lambda^2 \approx \tilde{\Lambda}^2,\ \Lambda_*^2 \approx \left(\tilde{\Lambda}_*^2 + \left(\frac{M_\Delta^2 - m^2}{2M_\Delta}\right)^2\right) \Big/ \left(\frac{M_\Delta^2 + m^2}{2M_\Delta^2}\right). \qquad (15)$$

Однако в общем случае в (14), помимо параметра $\tilde{\Lambda}_*$, который по-прежнему может быть найден из данных по πN-рассеянию, для учета виртуальности пиона вводится дополнительный независимый параметр Λ_*, который не может быть найден из эксперимента и подгоняется *ad hoc* под описание конкретного процесса. Как видно из Рис. 10.4, «нужное» значение параметра Λ_* для описания абсолютной величины сечения реакции $pp \to d\pi^+$ вблизи максимума составляет 0.6 ГэВ (при Λ = 0.7 ГэВ). При уменьшении Λ_* до 0.4 ГэВ сечение падает в два раза. Однако даже при увеличенном значении Λ_* парциальное и полное сечения, рассчитанные с использованием параметризации вершин (14), имеют существенную сдвижку по энергии по сравнению с эмпирическими с данными, аналогично сечениям, полученным в параметризации (11) (см. Рис. 10.3).

Таким образом, из представленных результатов можно сделать следующие выводы:

1. Имеется сильная зависимость рассчитанных сечений от параметров короткодействующего обрезания в мезон-барионных вершинах, особенно от параметра в вершине $\pi N\Delta$.

2. При выборе параметра обрезания в вершине $\pi N\Delta$, согласующегося с данными по упругому πN-рассеянию, традиционные механизмы (ONE + $N\Delta$) объясняют только 40–50% сечения в доминирующей парциальной волне (^1D_2P), а также полного сечения реакции $pp \to d\pi^+$.

3. При увеличении параметра обрезания в вершине $\pi N\Delta$ *ad hoc* можно получить правильное описание абсолютной вели-

чины сечений, но с заметной сдвижкой по энергии (штриховые кривые на Рис. 10.3).

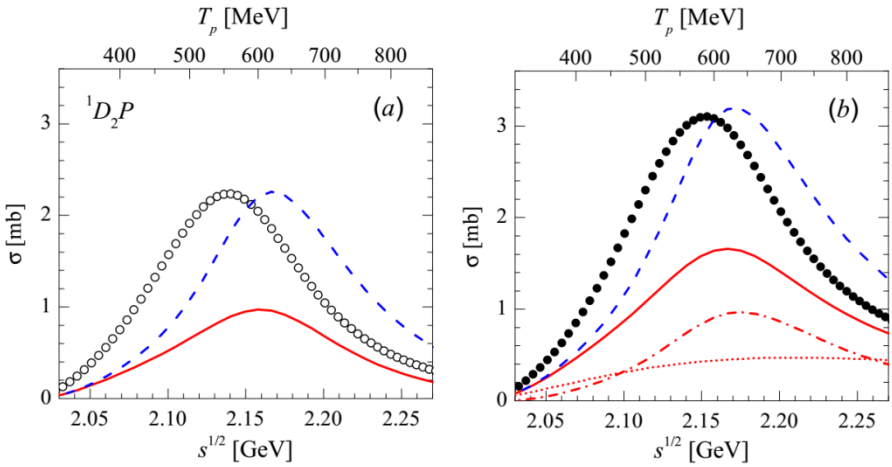

Рис. 10.3. Парциальное ^1D_2P (a) и полное (b) сечения реакции $pp \to d\pi^+$ в зависимости от энергии соударения (нижняя шкала — полная энергия в с.ц.и., верхняя шкала — энергия падающего протона в л.с.). Пустыми и заполненными кружками показаны данные PWA (SAID, решение C500) для парциального и полного сечений, соответственно. Результаты расчета с учетом механизмов ONE + $N\Delta$ показаны сплошной и штриховой кривыми для параметров $\Lambda_{\pi N\Delta} = 0.3$ и 0.55 ГэВ, соответственно. Точечная и штрих-пунктирная кривые на рисунке (b) отвечают индивидуальным вкладам механизмов ONE и $N\Delta$ для $\Lambda_{\pi N\Delta} = 0.3$ ГэВ.

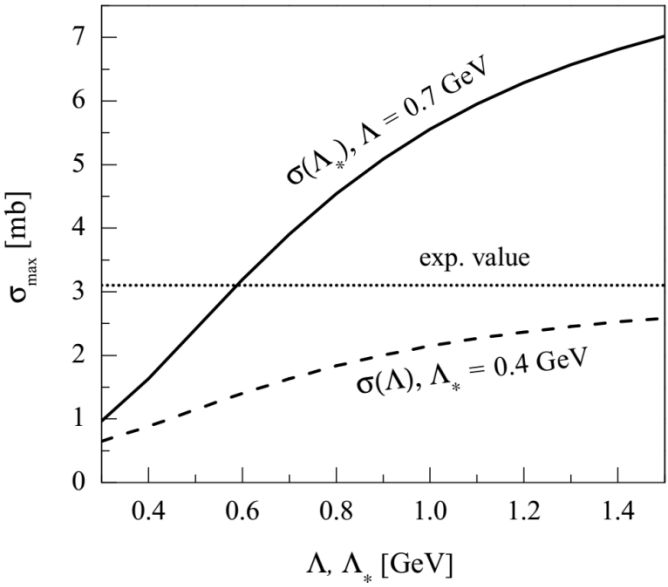

Рис. 10.4. Зависимость полного сечения реакции $pp \to d\pi^+$ в максимуме от значения $\Lambda_{\pi NN}$ (штриховая кривая) и $\Lambda_{\pi N\Delta}$ (сплошная кривая). Пунктиром показано экспериментальное значение сечения в максимуме.

Эти выводы заставляют нас искать альтернативный подход к количественному описанию процесса однопионного рождения, и самый естественный путь здесь — это учет промежуточных дибарионных резонансов.

10.4. УЧЕТ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ДИБАРИОНОВ В РЕАКЦИИ $pp \to d\pi^+$

К традиционным механизмам однонуклонного обмена (ONE) и образования промежуточного состояния N+Δ ($N\Delta$), рассмотренным в предыдущем разделе, добавим новый механизм (обозначим его *D)*, соответствующий рождению промежуточ-

ных дибарионных резонансов. Диаграмма для этого механизма изображена на Рис. 10.5.

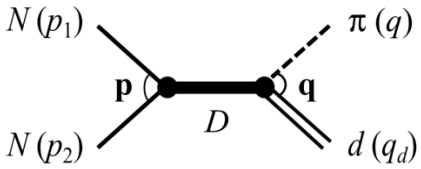

Рис. 10.5. Новый *s*-канальный механизм рождения пионов через образование промежуточного дибарионного резонанса *D*.

Соответствующая парциальная амплитуда для диаграммы на Рис. 10.5 (формула Брейта–Вигнера с энергозависящими ширинами) имеет вид:

$$A^{(D)}\left({}^{2S+1}L_J L_\pi\right) = -\frac{8\pi\sqrt{s}}{\sqrt{pq}}\,\frac{\sqrt{2\Gamma_i(s)\Gamma_f(s)}}{s - M_D^2 + i\sqrt{s}\Gamma_D(s)}, \qquad (16)$$

где $\Gamma_i(s) \equiv \Gamma_{D\to pp}(s)$ и $\Gamma_f(s) \equiv \Gamma_{D\to \pi d}(s)$ — входная и выходная ширины распада резонанса. Для этих ширин мы используем следующие энергетические зависимости:

$$\begin{aligned}\Gamma_i(s) &= \Gamma_i\left(\frac{p}{p_0}\right)^{2L+1}\exp\left(-\frac{p^2-p_0^2}{\alpha_{pp}^2}\right),\\ \Gamma_f(s) &= \Gamma_f\left(\frac{p}{p_0}\right)^{2L_\pi+1}\left(\frac{p_0^2-\Lambda_{\pi d}^2}{p^2-\Lambda_{\pi d}^2}\right)^{L_\pi+1}.\end{aligned} \qquad (17)$$

где p_0 и q_0 — значения импульсов в точке резонанса $s = M_D^2$ и M_D — масса резонанса. Поскольку входная (упругая) ширина весьма мала (~10% от полной), полную ширину $\Gamma_D(s)$ можно параметризовать так же, как выходную $\Gamma_f(s)$.

На Рис. 10.6 показаны результаты расчетов [1] для парциального ${}^1D_2P$-сечения процесса $pp \to d\pi^+$ с учетом промежуточ-

ного дибариона $D_{12}(2150)$. Выбранные для расчета параметры дибариона $M(D_{12})$ = 2150 МэВ и $\Gamma(D_{12})$ = 110 МэВ хорошо согласуются со значениями, полученными из PWA для процессов упругого pp- и πd-рассеяния, а также с недавними результатами точного решения уравнений Фаддеева для системы πNN [9].

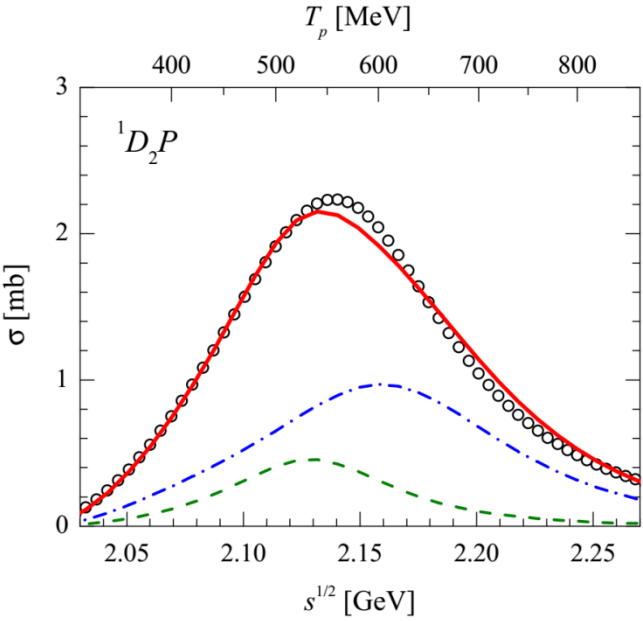

Рис. 10.6. Зависимость парциального сечения в канале ^1D_2P для процесса $pp \to d\pi^+$ в зависимости от энергии соударения. Пустые кружки — данные PWA (SAID), сплошная кривая — результат расчета с учетом всех трех основных механизмов: ONE + $N\Delta$ + D_{12}, штриховая кривая — вклад дибарионного механизма, штрих-пунктирная линия — суммарный вклад механизмов ONE + $N\Delta$.

Из представленных результатов ясно, что учет коротко-действующего дибарионного вклада позволяет довольно хорошо описать сечение процесса однопионного рождения $pp \to d\pi^+$ без искусственного увеличения параметров обрезания в вершинах

πNN и $\pi N\Delta$. Этот результат подтверждает вывод, сделанный в этой и предыдущих лекциях: искусственное увеличение констант обрезания Λ в мезон-барионных вершинах компенсирует отсутствующий вклад некоторого короткодействующего (в нашем случае — дибарионного) механизма в NN-взаимодействие как в упругом, так и в неупругих каналах.

10.5. ОПИСАНИЕ РЕАКЦИИ $pp \to d\pi^+$ С УЧЕТОМ ДИБАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ В ТРЕХ ДОМИНИРУЮЩИХ ПАРЦИАЛЬНЫХ ВОЛНАХ ^1D_2P, ^3P_2D И ^3F_3D

В предыдущем разделе мы рассмотрели однопионное рождение в процессе $pp \to d\pi^+$ в одной доминирующей парциальной волне ^1D_2P и роль $^1D_2$-дибариона в этом процессе. Однако интересно посмотреть, что происходит в других парциальных волнах, имея в виду, что как вклады традиционных t-канальных механизмов, так и параметры дибарионных резонансов будут различными в разных парциальных волнах. Такое более общее рассмотрение должно дать нам более полное представление о роли промежуточных дибарионных резонансов в процессе рождения пионов, а возможно и в других упругих и неупругих процессах NN-столкновений.

Вклады дибарионных резонансов в трех лидирующих (в порядке убывания вклада в полное сечение) каналах ^1D_2P, ^3F_3D и ^3P_2D в спиральные амплитуды реакции $pp \to d\pi^+$имеют вид:

$$
\begin{aligned}
\Phi_1^{(D)} &= \left(\frac{\sqrt{15}}{2} A^{(D)} \left({}^1D_2P \right) + \sqrt{\frac{5}{2}} A^{(D)} \left({}^3P_2D \right) \right) d^{(2)}_{0,-1}(x), \\
\Phi_2^{(D)} &= \sqrt{5} A^{(D)} \left({}^1D_2P \right) d^{(2)}_{0,0}(x), \\
\Phi_3^{(D)} &= \left(\frac{\sqrt{15}}{2} A^{(D)} \left({}^1D_2P \right) - \sqrt{\frac{5}{2}} A^{(D)} \left({}^3P_2D \right) \right) d^{(2)}_{0,1}(x), \\
\Phi_4^{(D)} &= -\sqrt{7} A^{(D)} \left({}^3F_3D \right) d^{(3)}_{1,-1}(x) + \frac{\sqrt{15}}{2} A^{(D)} \left({}^3P_2D \right) d^{(2)}_{1,-1}(x), \\
\Phi_5^{(D)} &= -\sqrt{\frac{21}{2}} A^{(D)} \left({}^3F_3D \right) d^{(3)}_{1,0}(x), \\
\Phi_6^{(D)} &= -\sqrt{7} A^{(D)} \left({}^3F_3D \right) d^{(3)}_{1,1}(x) - \frac{\sqrt{15}}{2} A^{(D)} \left({}^3P_2D \right) d^{(2)}_{1,1}(x).
\end{aligned}
\tag{18}
$$

Из формул (18) видно, что дибарион ${}^1D_2$ дает основной вклад в амплитуды Φ_1–Φ_3, ${}^3F_3$ — в амплитуды Φ_4–Φ_6, а дибарион ${}^3P_2$ вносит поправки в оба набора амплитуд.

На Рис 10.7 представлены результаты расчетов парциальных сечений, а также диаграммы Аргана для трех доминирующих каналов реакции $pp \to d\pi^+$ [2]. Как видно из рисунка, традиционные механизмы (ONE + $N\Delta$) с «мягким» параметром обрезания $\Lambda_{\pi N\Delta} = 0.3$ ГэВ в $\pi N\Delta$-вершине (найденным из описания упругого πN-рассеяния) дают только 40–50% парциальных сечений в каналах ${}^1D_2P$ и ${}^3F_3D$ и всего лишь 2.5% сечения в канале ${}^3P_2D$. При этом увеличение параметра $\Lambda_{\pi N\Delta}$ *ad hoc* не позволяет описать все три доминирующие амплитуды одновременно.

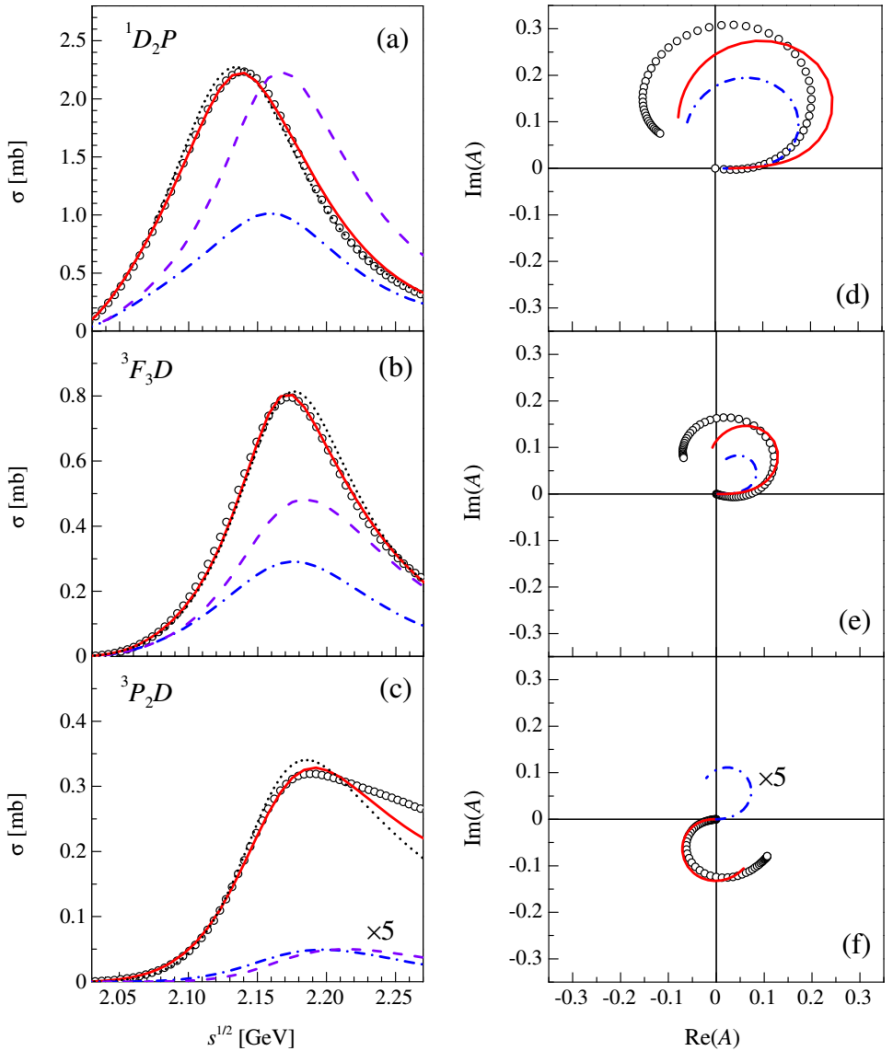

Рис. 10.7. Парциальные сечения (слева) и диаграммы Аргана (справа) для процесса $pp \to d\pi^+$ в каналах ^1D_2P (a, d), ^3F_3D (b, e) и ^3P_2D (c, f). Кружки и точки — данные PWA (SAID), решения C500 и SP96, соответственно [7]. Штрих-пунктирные и штриховые кривые — результаты расчетов (ONE + $N\Delta$) с $\Lambda_{\pi N\Delta}$ = 0.3 и 0.52 ГэВ, соответственно, сплошные кривые — полный расчет с учетом дибарионных резонансов.

В Таблице 10.1 приведены значения основных параметров дибарионных резонансов, использованные в расчетах реакции однопионного рождения.

Таблица 10.1. Параметры дибарионных резонансов, использованные в расчетах реакции $pp \to d\pi^+$ [2]. В последнем столбце приведены относительные фазы резонансных (дибарионных) и фоновых (ONE + $N\Delta$) амплитуд.

$^{2S+1}L_J$	M_D (МэВ)	Γ_D (МэВ)	$\Gamma_i\Gamma_f$ (МэВ^2)	α_{pp} (ГэВ)	$\Lambda_{\pi d}$ (ГэВ)	φ (град.)
$^1D_2$	2155	101	74	0.23	0.27	0
$^3F_3$	2197	152	53	0.32	0.53	0
$^3P_2$	2211	195	450	3.0	0.26	180

Эти значения находятся в хорошем согласии с параметрами, найденными из предыдущих работ (эксперимент, фазовый и парциально-волновой анализ, решение уравнений Фаддеева). Параметры резонанса $^3P_2$ также прекрасно согласуются с новыми данными коллаборации ANKE/COSY по реакции $pp \to pp(^1S_0) + \pi^0$ [10]:

$$M(^3P_2) = 2207 \pm 12 \text{ МэВ}, \quad \Gamma(^3P_2) = 170 \pm 32 \text{ МэВ}.$$

Приведенные результаты показывают, что промежуточные дибарионы с реалистическими параметрами дают значительные вклады во все три доминирующие парциальные амплитуды процесса $pp \to d\pi^+$, особенно в амплитуду ^3P_2D, где вклад дибариона является доминирующим.

Наряду с парциальными амплитудами и соответствующими парциальными сечениями большой интерес представляют также расчеты полного и дифференциального сечений однопионного рождения, результаты которых в сравнении с экспери-

ментальными данными представлены на Рис. 10.8 и 10.9. В расчетах механизма $N\Delta$ везде использовано «мягкое» значение параметра $\Lambda_{\pi N\Delta} = 0.3$ ГэВ.

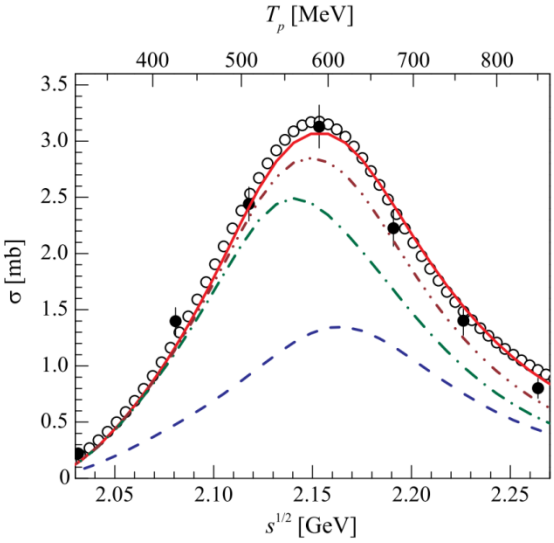

Рис. 10.8. Энергетическая зависимость полного сечения однопионного рождения $pp \to d\pi^+$. Сравнение экспериментальных данных (кружки) с результатами расчетов с учетом механизмов ONE + $N\Delta$ (штриховая кривая), а также с добавлением вкладов промежуточных дибарионов, т.е. ONE + $N\Delta$ + $^1D_2$ (штрих-пунктирная кривая), ONE + $N\Delta$ + $^1D_2$ + $^3F_3$ (штрих-пунктир-пунктирная кривая) и ONE + $N\Delta$ + $^1D_2$ + $^3F_3$ + $^3P_2$ (сплошная кривая).

Для неполяризованных сечений, слабо чувствительных к тонким деталям взаимодействия, наиболее важно правильное описание двух основных амплитуд ^1D_2P и ^3F_3D. Добавление дибарионного вклада в амплитуду ^3P_2D вносит лишь небольшую поправку, не меняя качественного поведения как полного, так и дифференциального сечений (см. Рис. 10.8 и 10.9).

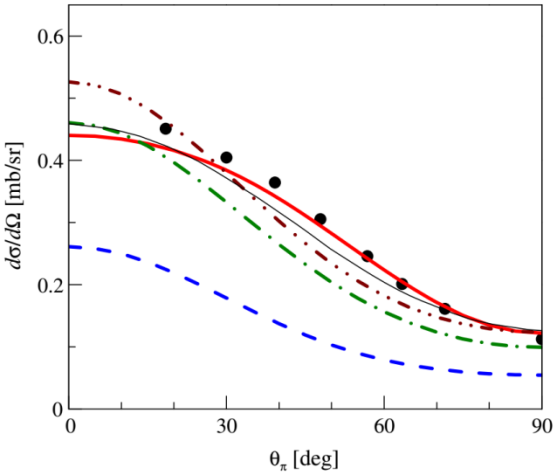

Рис. 10.9. Дифференциальное сечение однопионного рождения $pp \to d\pi^+$ при энергии T_p = 582 МэВ. Обозначения те же, что и на Рис. 10.8.

Теперь рассмотрим результаты расчетов протонной (Рис. 10.10a) и дейтронной (Рис. 10.10b) векторных анализирующих способностей. Правильное описание протонной анализирующей способности A_{y0} (Рис. 10.10a) требует очень точного учета всех механизмов реакции. Эта наблюдаемая величина особенно чувствительна к S-волновому перерассеянию пионов, не учтенному в рассматриваемой здесь модели. Поэтому на данном этапе не удается правильно описать поведение A_{y0}. Однако полученное описание оказывается не хуже описания в рамках точной трехчастичной модели [5] (тонкая сплошная кривая на Рис. 10.10a).

С другой стороны, включение в расчет дибариона $^3P_2$ значительно улучшает согласие с экспериментальными данными для дейтронной анализирующей способности iT_{11}, хотя и не меняет ее качественного поведения.

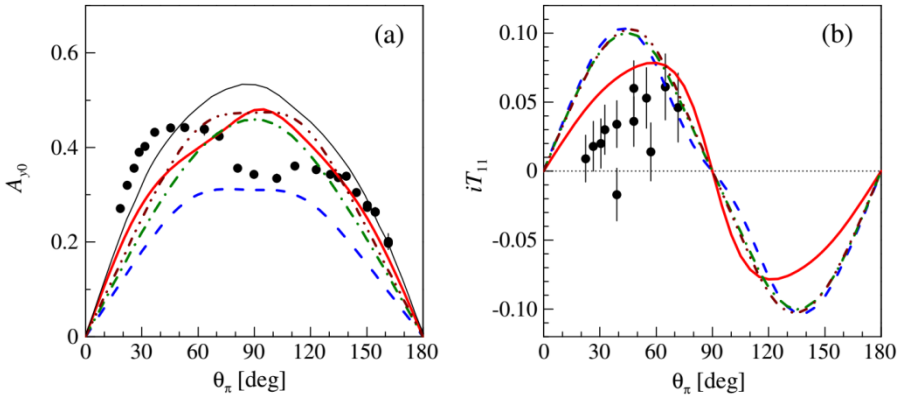

Рис. 10.10. Результаты расчетов протонной (a) и дейтронной (b) векторных анализирующих способностей при энергии T_p = 582 МэВ в сравнении с экспериментом. Обозначения те же, что и на Рис. 10.8. На левом рисунке тонкой сплошной линией показан результат точного трехчастичного πNN-расчета [5] без учета дибарионов.

Наконец, рассмотрим результаты расчетов протон-протонных спин-корреляционных параметров, показанные на Рис. 10.11. Из результатов, представленных на рисунке, можно сделать следующие выводы:

– Протон-протонные спин-корреляционные параметры A_{xx}, A_{yy}, A_{zz} являются высокочувствительными поляризационными наблюдаемыми, которые не находят удовлетворительного объяснения в рамках традиционных моделей.

– Добавление дибарионных вкладов в двух лидирующих каналах ^1D_2P и ^3F_3D также не дает удовлетворительного описания данных.

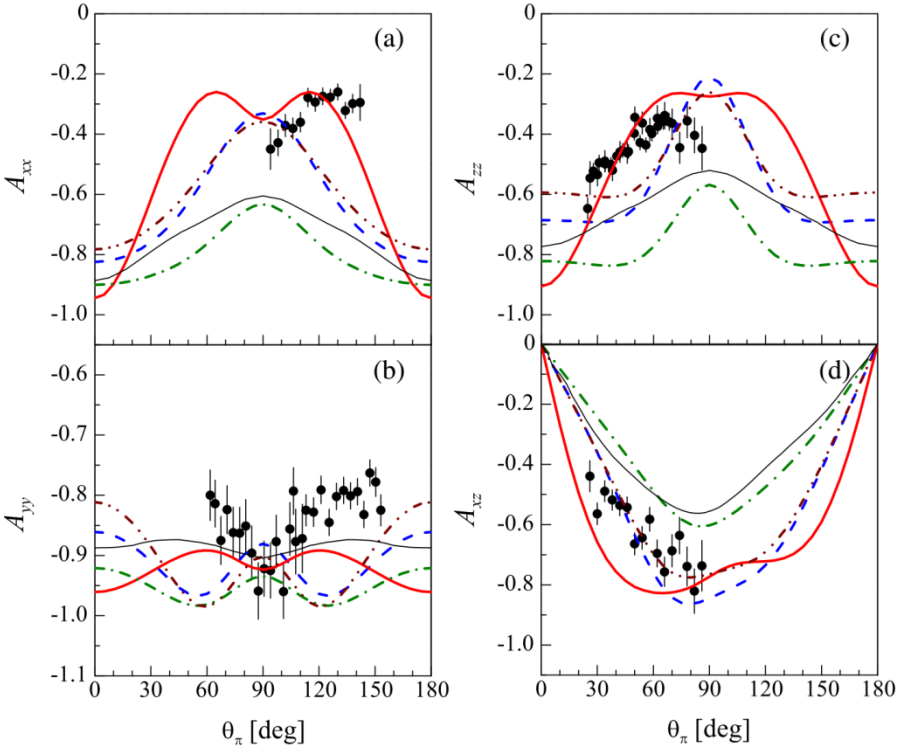

Рис. 10.11. Протон-протонные спин-корреляционные параметры при энергии T_p = 582 МэВ. Обозначения кривых те же, что и на Рис. 10.8. Тонкие сплошные линии показывают результаты точных трехчастичных πNN-расчетов [5] без учета дибарионов.

– Только правильное описание относительно малой амплитуды ^3P_2D существенно меняет поведение спин-корреляционных параметров, приводя их в качественное (и даже полуколичественное) согласие с экспериментальными данными.

В свою очередь, как было показано выше, правильное описание амплитуды ^3P_2D не может быть вообще получено на основе традиционных мезон-обменных механизмов, а возможно только при учете рождения промежуточного дибарионного резонанса $^3P_2$. Эти результаты являются независимым подтвер-

ждения существования $^3P_2$-дибариона, недавно найденного в экспериментах коллаборации ANKE/COSY [10].

В следующем разделе мы обсудим вклад дибарионных резонансов в упругое рассеяние во входном и выходном каналах реакции $pp \to d\pi^+$, т.е. в процессах $pp \to pp$ и $\pi^+ d \to \pi^+ d$. В этих процессах должны возбуждаться те же дибарионы, что и в реакции $pp \leftrightarrow d\pi^+$, но их относительные вклады в упругие сечения будут совсем другими.

10.6. ВКЛАД ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ДИБАРИОНОВ В ПРОЦЕССЫ УПРУГОГО *pp*- И πd-РАССЕЯНИЯ

Известно, что упругое *NN*-рассеяние происходит в основном в периферической области и слабо затрагивает динамику на коротких расстояниях. Поэтому в упругих каналах вклад дибарионов в полное сечение очень мал и практически незаметен. По этой причине в упругом сечении *NN*-рассеяния заметных пиков, обусловленных рождением промежуточных дибарионных резонансов, обычно не видно. Однако при рассмотрении рассеяния на большие углы, а также при анализе чувствительных поляризационных наблюдаемых, вероятность «увидеть» дибарионные резонансы должна значительно повышаться.

Рассмотрим вклады основного изовекторного дибариона D_{12} (с параметрами, зафиксированными в реакции однопионного рождения $pp \to d\pi^+$) в процессы упругого *pp*- и πd-рассеяния. Парциальные амплитуды и сечения в *pp*-канале $^1D_2$ и πd-канале $^3P_2$ (в которые дает вклад дибарион D_{12}) имеют вид:

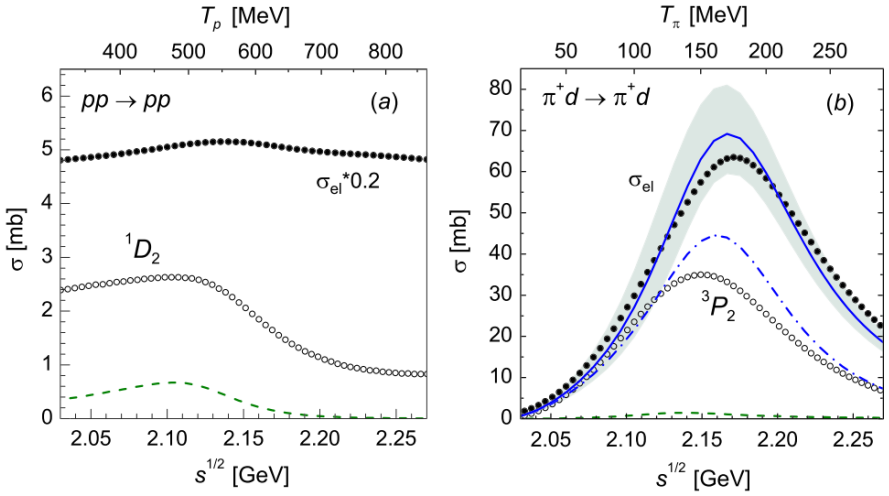

Рис. 10.12. Результаты расчетов для парциальных и полных сечений упругого *pp*- (слева) и $\pi^+ d$- (справа) рассеяния. Пустые и заполненные кружки — данные фазового анализа (SAID) для парциальных и полных сечений, соответственно. Штриховые кривые — вклад дибариона $^1D_2$, штрих-пунктирная и сплошная кривые на правом рисунке — вклад традиционного механизма с возбуждением Δ-изобары в парциальное и полное сечение πd-рассеяния, соответственно. Затененная область отвечает результату когерентного сложения дибарионного и Δ-механизмов с различными относительными фазами.

$$
\begin{aligned}
A_{pp}^{(D)}\left(^1D_2\right) &= -\frac{8\pi s}{p}\frac{\sqrt{2}\Gamma_{D_{12}\to pp}(s)}{s - M_{D_{12}}^2 + i\sqrt{s}\Gamma_{D_{12}}(s)}, \\
A_{\pi d}^{(D)}\left(^3P_2\right) &= -\frac{8\pi s}{q}\frac{\sqrt{2}\Gamma_{D_{12}\to \pi d}(s)}{s - M_{D_{12}}^2 + i\sqrt{s}\Gamma_{D_{12}}(s)}, \\
\sigma_{pp}^{(D)}\left(^1D_2\right) &= \frac{5}{64\pi s}\left|A_{pp}^{(D)}\left(^1D_2\right)\right|^2, \\
\sigma_{\pi d}^{(D)}\left(^3P_2\right) &= \frac{5}{48\pi s}\left|A_{\pi d}^{(D)}\left(^3P_2\right)\right|^2.
\end{aligned}
\qquad (19)
$$

Расчеты [1] показали, что дибарион $D_{12}(2150)$ дает вклад порядка 25% в парциальное сечение в *pp*-канале $^1D_2$ и 5% в πd-канале $^3P_2$ (см. Рис. 10.12). Вклад в полное упругое сечение в обоих процессах составляет порядка 2.5%, т.е. почти незаметен. Вклады других изовекторных дибарионов в упругие процессы будут еще меньше. Это подтверждает вывод, что увидеть вклад промежуточных дибарионов в упругом сечении очень непросто.

Как и следовало ожидать, основной вклад в упругие процессы дают традиционные периферические механизмы, а вклад промежуточных дибарионов виден в основном в неупругих процессах, связанных со значительными передачами импульса и/или энергии.

10.7. ВОЗМОЖНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ДИБАРИОНОВ В УПРУГОМ *pd*-РАССЕЯНИИ НА БОЛЬШИЕ УГЛЫ

Как следует из анализа дибарионных вкладов в сечения упругого *pp*- и $\pi^+ d$-рассеяния, дибарионные сигналы следует искать в упругих процессах только при рассеянии на большие углы, которое связано с большими передачами импульса. С этой точки зрения попробуем качественно проанализировать упругое *pd*-рассеяние на большие углы, которое мы уже частично рассматривали в Лекции 2 (см. раздел 2.4).

Строго говоря, теоретическое исследование *pd*-рассеяния должно опираться на решение уравнений Фаддеева с использованием реалистических *NN*- и 3*N*-взаимодействий. Основные фаддеевские расчеты *Nd*-рассеяния были выполнены международной группой ученых, работавшей долгие годы под руковод-

ством профессора Глёкле из Университета Бохума (после его смерти работа продолжилась в Кракове под руководством профессора Витала). Типичные результаты фаддеевских расчетов группы Бохум–Краков для дифференциального сечения *pd*-рассеяния представлены на Рис. 10.13. В этих расчетах были использованы традиционные реалистические *NN*-потенциалы и традиционные 3*N*-силы типа TM и UR. Аналогичные расчеты были выполнены и для ряда поляризационных наблюдаемых (см. работу [11], а также Рис. 2.9 в Лекции 2).

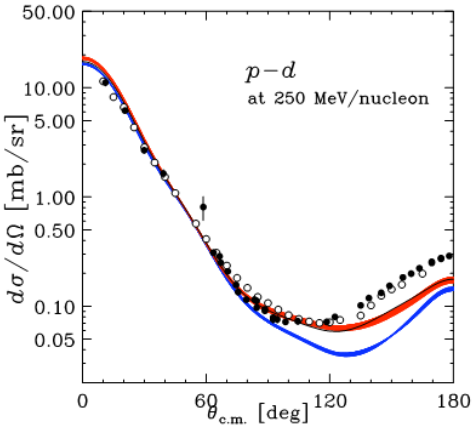

Рис. 10.13. Дифференциальное сечение упругого *pd*-рассеяния при энергии протонов 250 МэВ: сравнение фаддеевских расчетов с экспериментальными данными. Синяя полоса — расчеты с учетом только парных сил с различными *NN*-потенциалами (Боннским — CD-Bonn, Аргоннским — AV18, Наймегенским — Nijm I, II), красная полоса — расчеты с учетом тех же парных сил и 3*N*-сил TM’99, черная кривая — расчет с *NN*-потенциалом AV18 и 3*N*-силами UR [11].

Результаты этих расчетов можно резюмировать в следующих положениях:

– в упругом *pd*-рассеянии на большие углы имеются существенные расхождения теоретических расчетов с экспериментальными данными как для дифференциальных сечений, так и для поляризационных наблюдаемых;

– эти расхождения растут с увеличением энергии соударения;

– добавление традиционных 3*N*-сил (типа 2π-обмена с возбуждением промежуточной Δ-изобары) устраняет расхождения с данными лишь частично.

Однако наиболее ясные выводы можно сделать из анализа *pd*-рассеяния под самыми задними углами, близкими к 180°. Три основных традиционных механизма *pd*-рассеяния назад при промежуточных энергиях показаны на Рис. 10.14. Первая диаграмма слева иллюстрирует процесс однонуклонного обмена (ONE), когда падающий протон обменивается с протоном в дейтроне. При относительно большой энергии налетающий протон может подхватить нейтрон из дейтрона-мишени только с большим импульсом, сравнимым с его собственным импульсом. Но высокоимпульсные компоненты в дейтронной волновой функции, отвечающей традиционным *NN*-потенциалам, очень малы. Поскольку в выражение для сечения *pd*-рассеяния назад входит четвертая степень волновой функции дейтрона, любое увеличение высокоимпульсных компонент, в том числе и за счет примеси дибарионной компоненты, оказывается критичным для описания этого сечения.

Процесс однократного рассеяния (вторая диаграмма на Рис. 10.14) лишь небольшую поправку к механизму ONE. Гораздо больший вклад в сечение упругого *pd*-рассеяния назад при энергиях $T_p \sim 500$ МэВ дает механизм возбуждения промежу-

точной Δ-изобары (третья диаграмма на Рис. 10.14), однако вклад этого механизма сильно зависит от параметризации амплитуды перехода $NN \to N\Delta$. Это хорошо видно из Рис. 10.15, где показана энергетическая зависимость упругого *pd*-сечения назад, рассчитанная в работе [12] на основе трех вышеперечисленных механизмов. Экспериментальные данные показывают большое плато, начинающееся при энергиях $T_p \sim 250$ МэВ (см. Рис. 10.15). Наилучшее описание эксперимента в модели [12] получается при параметризации амплитуды $NN \to N\Delta$, подогнанной под описание процесса $pn \to pn\pi^+$ (кривая 3 на Рис. 10.15).

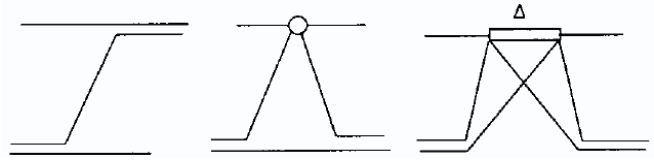

Рис. 10.14. Диаграммы, иллюстрирующие три основных традиционных механизма упругого *pd*-рассеяния назад: однонуклонный обмен, однократное рассеяние и возбуждение Δ-изобары.

С другой стороны, как мы показали в предыдущих разделах, при выборе «мягкого» значения параметра обрезания $\Lambda_{\pi N\Delta}$, согласованного с данными по πN-рассеянию, механизм возбуждения Δ-изобары дает лишь небольшой вклад в процесс однопионного рождения $pp \to d\pi^+$, в то время как недостающий вклад дают промежуточные дибарионные резонансы. Аналогичная ситуация должна иметь место и в процессе $pp \to pn\pi^+$.

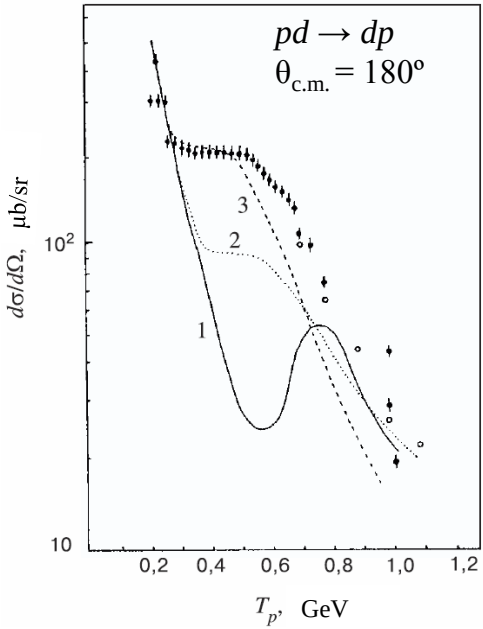

Рис. 10.15. Энергетическая зависимость сечения упругого *pd*-рассеяния назад. Кривые 1, 2, 3 соответствуют различным параметризациям амплитуды перехода $NN \to N\Delta$ (третья диаграмма на Рис. 10.14).

Таким образом, если дибарионные резонансы играют важную роль в процессах однопионного рождения $pp \to d\pi^+$ и $pp \to pn\pi^+$, то они также должны давать существенный вклад и в процессы упругого *pd*-рассеяния на большие углы $pd \to dp$ и фрагментации (развала) дейтрона $dp \to pnp$. Возможный механизм упругого *Nd*-рассеяния назад, включающий процесс $NN \to d\pi$ с возбуждением промежуточных дибарионов, показан на Рис. 10.16. В зависимости от квантовых чисел, промежуточный дибарион может излучать и другие (более тяжелые) мезоны, например, скалярный σ-мезон.

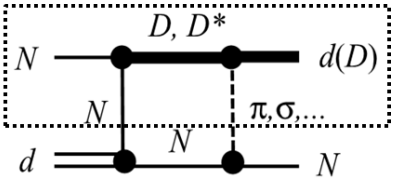

Рис. 10.16. Дополнительная трехчастичная сила, обусловленная мезонным обменом между нуклоном и дибарионом. D — дибарионная компонента дейтрона, D^* — возбужденный дибарион (резонанс). Пунктиром выделен подпроцесс $NN \to dm$, где $m = \pi$, σ и т.д.

По сути, механизм, изображенный на Рис. 10.16, есть не что иное, как дополнительная 3N-сила, обусловленная мезонным обменом между дибарионом и третьим нуклоном, которая естественным образом возникает в дибарионной модели ядерных сил и может дать недостающий вклад в сечения трехнуклонных процессов с большими передачами импульса. Количественные расчеты Nd-рассеяния с учетом дибарионных резонансов представляют большой интерес и в скором времени, как мы надеемся, будут выполнены.

10.8. ВЫВОДЫ

В настоящей Лекции мы детально рассмотрели основной процесс однопионного рождения $pp \to d\pi^+$ и его описание с учетом возбуждения как барионных, так и дибарионных резонансов, а также их интерференции.

Мы показали, что при выборе параметров обрезания в мезон-барионных вершинах, которые согласуются с данными по упругому πN-рассеянию, традиционных мезон-обменных механизмов (в том числе с возбуждением Δ-изобары) оказывается недостаточно для описания наблюдаемых реакции $pp \to d\pi^+$, и

требуется учет дополнительных короткодействующих механизмов, таких, как рождение промежуточных дибарионов.

Однако в однопионном рождении мы имеем дело с ситуацией, когда дибарионный резонанс лежит вблизи порога возбуждения системы двух барионов $B+B^*$ и имеет ширину того же порядка. В этом случае вклад s-канального резонансного механизма может быть достаточно точно сымитирован t-канальным механизмом (при соответствующей подгонке параметров короткодействующего обрезания), что затрудняет однозначное выделение дибарионных сигналов на фоне соответствующих t-канальных процессов.

Поэтому важно найти такие процессы, в которых дибарионные резонансы проявляются более четко и не могут быть «замаскированы» традиционными мезон-обменными механизмами, даже при подгонке параметров. Это процессы с еще более высокими передачами импульса, чем в однопионном рождении. В следующей Лекции мы рассмотрим двухпионное рождение в NN-соударениях с этой точки зрения.

Литература

1. M.N. Platonova, V.I. Kukulin, Nucl. Phys. **A946**, 117 (2016).
2. M.N. Platonova, V.I. Kukulin, Phys. Rev. D **94**, 054039 (2016).
3. H. Garcilazo, T. Mizutani, *πNN Systems*, World Scientific, Singapore, 1990.
4. S. Mandelstam, Proc. Roy. Soc. **244A**, 491 (1958).
5. G.H. Lamot, J.L. Perrot, C. Fayard, T. Mizutani, Phys. Rev. C **35**, 239 (1987).
6. M. Jacob, G.C. Wick, Ann. Phys. **7**, 404 (1959).
7. Результаты фазового и парциально-волнового анализа SAID для $NN\to NN$, $\pi N\to\pi N$, $\pi d\leftrightarrow NN$ и др. процессов можно найти на сайте http://gwdac.phys.gwu.edu/.
8. C.-H. Oh, R.A. Arndt, I.I. Strakovsky, R.L. Workman, Phys. Rev. C **56**, 635 (1997).
9. A. Gal, H. Garcilazo, Nucl. Phys. **A928**, 73 (2014).

10. V.I. Komarov et al., Phys. Rev. C **93**, 065206 (2016).
11. K. Sekiguchi et al., Phys. Rev. C **89**, 064007 (2014).
12. Ю.Н. Узиков, ЭЧАЯ **29**, 1405 (1998).