

СДВИГ И УШИРЕНИЕ АДРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ, ОБРАЗОВАННЫХ В ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Д.В.Доброхотов, В.М.Колыбасов, И.С.Шапиро

Физический институт им.П.Н.Лебедева

117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 20 апреля 1998 г.

После переработки 25 июня 1998 г.

Сдвиг массы и уширение изобары $\Delta(1232)$, образующейся в реакции $^{12}C(p, n)\Delta^{++} \ ^{11}B^*$, объясняются с помощью учета упругого и неупругого рассеяния продуктов распада изобары на остаточной ядерной системе. Результаты расчета уменьшения массы и уширения пика хорошо согласуются с экспериментальными данными. Даются предсказания для процесса такого же типа на дейтроне $pd \rightarrow nn\Delta^{++}$.

PACS: 13.60.Rj, 25.40.-h, 25.75.Dw

Недавние исследования рождения широких резонансов в ядерных взаимодействиях, выполненные в эксклюзивной или полуклассической постановке [1-4], показали, что в ряде случаев наблюдаемые параметры резонанса (положение максимума, форма и ширина линии) заметно отличаются от параметров свободного резонанса. Представляется вероятным, что самая простая и универсальная причина такова: резонанс с шириной более нескольких десятков МэВ распадается преимущественно внутри области действия ядерных сил, и продукты его распада с большой вероятностью взаимодействуют с остаточной ядерной системой, передавая ей часть энергии и импульса, что приводит к уменьшению наблюдаемой массы и уширению пика.

Проблема свойств адронных резонансов, образующихся в ядерных реакциях, привлекла в последнее время внимание теоретиков, и этому вопросу посвящено большое число публикаций (см. [5,6] и содержащиеся там ссылки). Даже краткий обзор соответствующих теоретических моделей и результатов находится вне рамок данной статьи. Отметим только, что большинство их основано на представлении об изменении эффективной массы адрона, распространяющегося (до своего распада) в ядерной среде, благодаря взаимодействию с окружающим веществом. Мы используем совершенно другой подход. Так как время пролета широкого адронного резонанса в ядре того же порядка, что и время жизни, мы в первом приближении пренебрегаем изменением его свойств из-за столкновений с внутриядерными нуклонами. Единственный динамический эффект, который будет учитываться и который представляется нам наиболее существенным, – это взаимодействие продуктов распада резонанса с остаточной ядерной системой. Иными словами, мы исходим из того, что физическая природа наблюдаемого сдвига не означает изменения положения полюса в амплитуде рождения из-за адрон-ядерного взаимодействия и он является простым следствием взаимодействия распадных частиц с ядром-спектатором.

Упомянутый выше эффект наблюдался в реакции захвата остановившихся антипротонов дейтронами $\bar{p}d \rightarrow p_s 2\pi^+ 3\pi^-$ [3], где имеется пик в распределении по массе системы $(2\pi^+ 2\pi^-)$ (так называемый резонанс $\zeta(1480)$ или $X(1500)$, возможно связанное состояние $\bar{p}n$). Удивительным оказалось то, что положение пика существен-

но отличалось для малых ($p_s < 200$ МэВ/с) и больших ($p_s > 200$ МэВ/с) импульсов протона-спектатора. Сдвиг составлял около 120 МэВ. Как заметный высокоимпульсный "хвост" в распределении по импульсу спектатора, так и сдвиг и уширение пика в спектре масс системы ($2\pi^+2\pi^-$) в различных областях импульса конечного протона были успешно объяснены в работе [7] в модели квазисвободного $\bar{p}n$ -захвата и перерасеяния одного из пионов из распада $X(1500)$ на протоне. Идея состояла в том, что пион передает часть своей энергии и импульса протону-спектатору, отчего инвариантная масса системы ($2\pi^+2\pi^-$) становится меньше на величину порядка $120 \div 140$ МэВ. Позднее такая интерпретация была подтверждена новыми данными по $\bar{p}d$ -захвату [8], где наблюдался Δ -изобарный пик в распределении по массе (π^+p) в согласии с теоретическими предсказаниями [9], полученными в той же модели.

Возникает предположение об универсальности такого эффекта для всех широких резонансов, рождающихся в ядерных взаимодействиях. Естественно поставить вопрос, проявляется ли он для самого известного из этих резонансов – Δ -изобары? Ответ на этот вопрос являлся основной целью нашего исследования. Имеется большое количество данных по инклюзивным спектрам тритиев и нейтронов из реакций (${}^3\text{He}, t$) и (p, n) в районе Δ -возбуждения ядер [10]. Для наших целей нужны данные эксклюзивных или полуксклюзивных исследований с одновременной регистрацией обоих продуктов распада $\Delta(p + \pi^+)$. Таких данных немного, и лучшими, по-видимому, являются данные по процессу $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow n + p + \pi^+ \dots$ при 1.5 ГэВ/с [1], где было обнаружено, что распределение по инвариантной массе системы (π^+p) существенно отлично от случая реакции на водороде. Ниже мы рассмотрим реакцию на ${}^{12}\text{C}$, сравним теоретические результаты с данными работы [1] и приведем теоретические предсказания для случая дейтрона.

Подчеркнем, что вопрос, который здесь исследуется (распределение по инвариантной массе системы π^+p), существенно отличается от того, который исследовался в работах [6] (распределения по недостающей к тритию или нейтрону массе). Это совсем разные распределения, вовлекающие разную физику, что особенно хорошо иллюстрируется радикальным изменением вида спектра нейтронов и тритиев при переходе от одного канала реакции (${}^3\text{He}, t$) или (p, n) к другим [1,2]. Заметим, что распределение по инвариантной массе системы πr ранее ни на количественном, ни на полуколичественном уровне не исследовалось.

Для начала приведем формулы для более прозрачного случая дейтрона, рассматривая вклад полюсной диаграммы рис.1а и диаграмму с перерасеянием пиона (рис.1б). (Именно перерасеяние пиона наиболее важный процесс, так как пион находится в резонансной области, где пион-нуклонное сечение в несколько раз выше, чем нуклон-нуклонное.) Амплитуда M_{pol} , отвечающая рис.1а, может быть представлена в виде

$$M_{pol} = \varphi_d(p_s) M_1, \quad (1)$$

где M_1 – амплитуда процесса $pp \rightarrow n\Delta^{++}$, p_s – импульс спектатора и $\varphi_d(p)$ – волновая функция дейтрона в импульсном пространстве. Используя выражения работы [7] и метод преобразования интеграла треугольной диаграммы из работы [11], а также вид пион-нуклонной амплитуды в области Δ резонанса, мы можем представить квадрат амплитуды рис.1б в виде

$$|M_\Delta|^2 = \frac{\pi (\varepsilon_s + \varepsilon_{pi})^2}{2 (m_n + \varepsilon_{pi})^2} \frac{\sigma_{\pi+n} (1 + 3 \cos^2 \theta)}{k^2} |M_1|^2 |I_\Delta|^2, \quad (2)$$

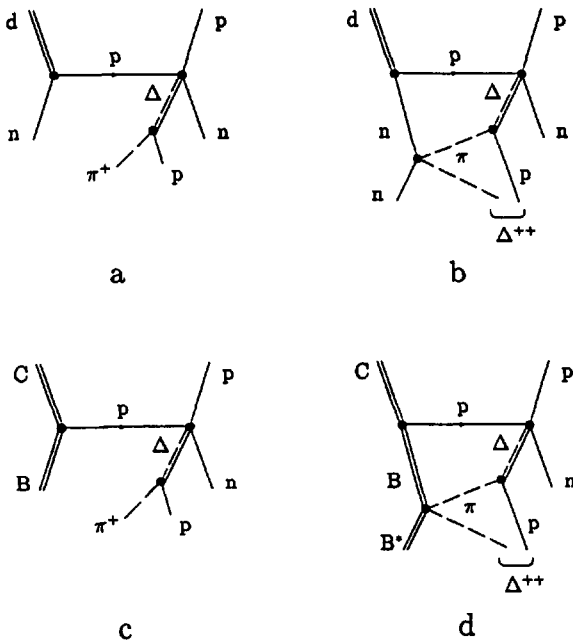


Рис.1. Диаграммы процессов $d(p, n)\Delta^{++}n$ (а, б) и $^{12}\text{C}(p, n)\text{B}^*\Delta^{++}$ (с, д)

где θ и k – угол между начальным дейтроном и конечным пионом и импульс пиона в СЦИ системы π^+n , σ_{π^+n} – полное сечение взаимодействия π^+n , ε_s и ε_{pi} – энергии спектатора и конечного пиона, m_n – масса нуклона, а

$$I_{\Delta} = \int \varphi_d(r) j_1\left(\frac{Qr}{2}\right) \left\{ (1 - ikr)e^{ikr} - \left(1 + \frac{r}{a}\right)e^{-r/a} \right\} dr; \quad (3)$$

$\varphi_d(r)$ – волновая функция дейтрона, нормированная на единицу, j_1 – сферическая функция Бесселя и a – параметр, входящий в параметризацию ширины Γ брейт-вигнеровской Δ -резонансной амплитуды:

$$\Gamma = 2\gamma \frac{(ka)^3}{(1 + (ka)^2)^2}. \quad (4)$$

Фитирование свободного π^+n -рассеяния дает $\gamma = 195$ МэВ, $a = 5.7 \cdot 10^{-3}$ МэВ $^{-1}$ и массу Δ -резонанса 1225 МэВ. Используя также параметризацию парижской волновой функции дейтрона в виде [12]

$$\varphi_d(r) = \sum C_n \frac{e^{-m_n r}}{r}, \quad (5)$$

можно выполнить интегрирование в (3):

$$I_{\Delta} = 2 \sum_n C_n \left\{ \frac{m_n^2 - 1/a^2 + Q^2/4}{Q^2} \arctan\left(2 \frac{m_n + 1/a}{Q}\right) - \frac{m_n^2 + k^2 + Q^2/4}{Q^2} \arctan\left(2 \frac{m_n - ik}{Q}\right) \right\}. \quad (6)$$

Теперь мы получили выражения для квадратов амплитуд (2), (3), (6) и можем вычислить любое распределение с помощью монте-карловской процедуры в фазовом пространстве реакции [13].

В случае образования Δ -изобары на ядре ^{12}C нужно учитывать диаграммы рис.1с и 1d. В отличие от случая дейтрона, на рис.1d пион может перерассеиваться на остаточной ядерной системе не только упруго, но и неупруго с возбуждением дискретных уровней или непрерывного спектра (то есть с развалом остаточного ядра). Такие неупругие процессы очень важны. Строгий расчет требует знания угловых распределений неупругого рассеяния пионов на ядре ^{11}B (или близких ядер) для разных энергий возбуждения. К сожалению, данные по этим процессам неполны (см., например, работу [13]). Из-за этого наши результаты должны рассматриваться как предварительные оценки. Мы учли три компоненты: (i) квазисвободное рождение Δ^{++} плюс упругое перерассеяние пиона; (ii) неупруго перерассеяние пиона на остаточном ядре с возбуждением дискретных уровней со средней энергией возбуждения около 15 МэВ; (iii) неупругое рассеяние с возбуждением состояний непрерывного спектра со средней энергией возбуждения около 65 МэВ. Относительные вклады этих компонент считались свободными параметрами. Мы использовали осцилляторную волновую функцию ядра ^{12}C с параметром $p_0 = 120$ МэВ/с. Амплитуда элементарного процесса $p+p \rightarrow n+\Delta^{++}$ бралась постоянной, то есть амплитуда всего процесса $p+p \rightarrow n+p+\pi^+$ содержит только полюс, отвечающий Δ , и соответствующий форм-фактор. Несмотря на простоту, такая амплитуда дает хорошее описание данных по распределению по инвариантной массе системы π^+p для реакции на водороде (см. рис.2а).

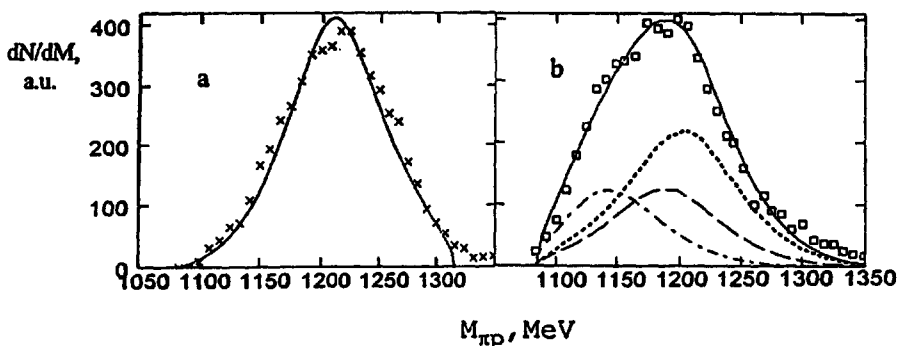


Рис.2. Распределение по массе системы π^+p для реакции $H(p, n)\Delta^{++}$ (а) и $^{12}\text{C}(p, n)\text{B}^*\Delta^{++}$ (б). Данные из работы [1]. Сплошная кривая для случая б - это суммарная теоретическая кривая. Смысл остальных кривых поясняется в тексте

Результаты расчета распределения по инвариантной массе пиона и протона для случая углерода представлены на рис.2б. Показаны вклады трех компонент: квазисвободное образование изобары плюс упругое рассеяние пиона (точечная кривая); то же с перерассеянием пиона на остаточном ядре с возбуждением дискретных уровней (пунктирная кривая); то же для неупругого рассеяния в непрерывный спектр (штрих-пунктирная кривая). Отношение площадей под точечной, пунктирной и штрих-пунктирной кривыми не противоречат известным данным по неупругому пион-ядерному рассеянию[14]. Сплошная кривая показывает суммарный теоретический результат и весьма хорошо описывает экспериментальные данные. Таким

образом, предложенная интерпретация представляется вполне правдоподобной. Отметим, что данные SATURN'a для процесса $^{12}\text{C}(^3\text{He},t)\Delta^{++} \dots$ также показывают заметный сдвиг положения Δ^{++} в сторону меньших масс [2]. Конечно, интересно изучить в дальнейшем и дополнительное влияние ядерной среды на распределение по массе (π^+p), хотя оно вряд ли может быть большим вследствие малого времени жизни изобары.

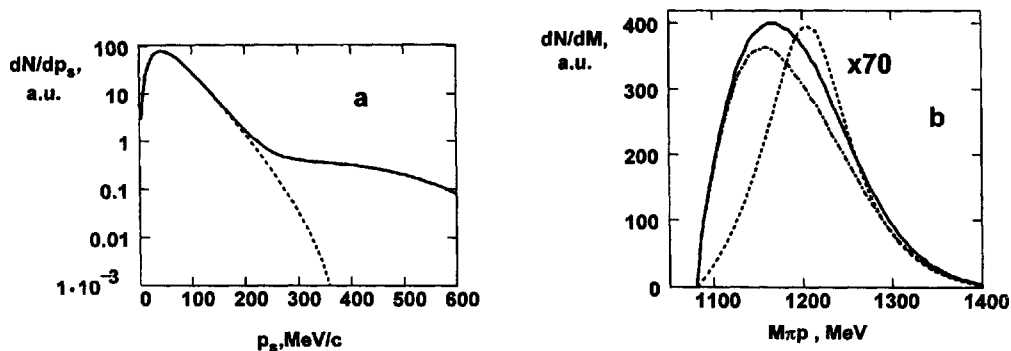


Рис.3. Теоретические предсказания для процесса $pd \rightarrow nn\Delta^{++}$: а) – распределение по импульсу спектатора в логарифмическом масштабе. Точечная кривая – вклад полюсной диаграммы рис.1а, сплошная кривая – суммарный вклад диаграмм рис.1а и 1б. б) – распределение по массе π^+p . Смысл кривых поясняется в тексте

В случае реакций образования Δ -изобары многие вопросы могут быть легче решены с помощью исследования реакции перезарядки (p, n) на дейтроне, например реакции $d(p, n)np\pi^+$, так как здесь теоретические оценки более прозрачны (см. диаграммы рис.1а и 1б и формулы (2)–(6)). Инклюзивный спектр нейтронов из такого процесса изучался ранее в работе [15] (распределение по массе πp не рассматривалось). Там было показано, что канал (πp) дает преобладающую часть сечения, что лишний раз подтверждает доминирующую роль процессов рис.1а и 1б. Наши теоретические предсказания приведены на рис.3. Рис.3а показывает распределение по импульсу спектатора в логарифмическом масштабе. Точечная кривая – вклад полюсного графика рис.1а, а сплошная кривая – суммарный вклад диаграмм рис.1а и 1б. Видно, что хвост в импульсном распределении, содержащий около 2% всех событий, полностью определяется вкладом процесса перерасеяния пиона, который преобладает для импульсов спектатора составляющих более 230 МэВ/с. Ясно, что четкий эффект сдвига максимума и изменения формы распределения по массе системы π^+p можно наблюдать только при $p_s > 230$ МэВ/с. Рис.3б показывает распределения по массе π^+p . Точечная кривая отвечает полюсной диаграмме рис.1а, пунктирная кривая отвечает диаграмме рис.2б для событий с импульсом спектатора $p_s > 230$ МэВ/с, а сплошная кривая – суммарный вклад диаграмм рис.1а и 1б с тем же ограничением по импульсу спектатора. Отметим, что суммарная кривая для импульсов $p_s > 300$ МэВ/с будет практически совпадать с пунктирной кривой рис.3б. Отметим, что сдвиг вниз максимума на величину 50 МэВ находится в согласии с простыми полуколичественными оценками средней передачи энергии от пиона к спектатору [7]. Можно оценить, что полное сечение, отвечающее пунктирной кривой рис.3б, в кинематических условиях работы [1] будет порядка нескольких десятков мкбн.

В заключение отметим, что предложенная простая интерпретация дала нам возможность получить хорошее описание эксклюзивного образования Δ в реакции (p, n) на ядре ^{12}C . Это позволяет считать, что мы имеем здесь дело с универсальным физическим явлением, которое может предоставить новые возможности для изучения ядерной структуры и механизмов реакций. Скорее всего, тот же эффект наблюдается в рождении ρ -мезона [4] и в подавлении вблизи порогового образования ω -мезонов [16].

Авторы благодарны Т.Эриксону и С.Кулландеру за обсуждение результатов и Н.А.Ливнюку за советы по использованию метода Монте-Карло. Один из авторов (В.М.К.) отмечает гостеприимство лаборатории Сведберга Уппсальского университета, где была выполнена часть исследования.

-
1. J.Chiba et al., Phys. Rev. Lett. **67**, 1982 (1991).
 2. T.Hennino et al., Phys.Lett. **B263**, 42 (1992).
 3. S.Ahmad et al., in: *Physics at LEAR with low energy antiprotons*, Eds. C.Amsler et al., Harwood, 1987, p.447.
 4. G.L.Lolos et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 241 (1998).
 5. V.I.Eletsy and B.L.Ioffe, Phys. Rev. Lett. **78**, 1010 (1997).
 6. F.Osterfeld et al., Rev. Mod. Phys. **64**, 491 (1992); T.Udagava et al., Phys. Rev. **C49**, 3162 (1994); P.Fernandez de Cordoba et al., Nucl. Phys. **A592**, 472 (1995); B.Kerfgen et al., Phys. Rev. **C55**, 1819 (1997).
 7. V.M.Kolybasov, I.S.Shapiro, and Yu.N.Sokolskikh, Phys.Lett. **B222**, 135 (1989).
 8. OBELIX Collaboration, Nucl. Phys. **A585**, 577 (1995). Phys. Lett. **B403**, 177 (1997).
 9. В.М.Колыбасов и Д.В.Воронов, Письма в ЖЭТФ **57**, 162 (1993); D.V.Voronov, JETP Lett. **57**, 162 (1993); V.M.Kolybasov, I.S.Shapiro and D.V.Voronov, in: *Mesons and nuclei at intermediate energies*, World Scientific, 1995, p.749.
 10. C.Gaarde, Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. **41**, 187 (1991). Е.А.Строковский, Ф.А.Гареев, Ю.Л.Ратис, ЭЧАЯ **24**, 255 (1993).
 11. В.М.Колыбасов, Препринт ФИАН №42, Москва, 1997; ЯФ, в печати.
 12. M.Lacombe et al., Phys. Lett. **B101**, 139 (1981).
 13. E.Byckling and K.Kajantie, *Particle Kinematics*, John Wiley and Sons, 1973.
 14. С.Н.С.Ингем, Nucl. Phys. **A374**, 319c (1982).
 15. С.А.Мосбахер and F.Osterfeld, Phys. Rev. **C56**, 2014 (1997).
 16. R.Wurzinger et al., Phys. Rev. **C51**, 443 (1995).