

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЙ КРИТЕРИЙ РОЛИ ПИОН-НУКЛОННОГО ПЕРЕРАССЕЯНИЯ В $\bar{p}d$ -АННИГИЛЯЦИИ

Д.В.Воронов, В.М.Колыбасов

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН,
117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 6 января 1993 г.

Для наиболее интересного канала аннигиляции остановившихся антипротонов на дейтерии $\bar{p}d \rightarrow p_s 2\pi^+ 3\pi^-$ в качестве дополнительного критерия механизма реакции исследовано распределение по инвариантной массе системы $\pi\pi$. Показано, что для событий с импульсами протона – спектатора выше 200 МэВ/с должен наблюдаться четкий Δ -резонансный пик.

Одним из наиболее интересных процессов в физике антинуклон-ядерных взаимодействий является захват покоящихся антипротонов дейтерием с образованием пяти заряженных пионов



Именно в этом канале в спектре масс системы ($2\pi^+ 2\pi^-$) был обнаружен ^{1,2} максимум, отвечающий резонансу $\zeta(1480)$, являющемуся, по-видимому, квази-ядерным состоянием системы $N\bar{N}$ ^{3,4}. Более того, этот максимум обладает весьма неожиданным свойством. Он сдвигается и уширяется ² при переходе к событиям с большими импульсами протонов-спектаторов $p_s > 200$ МэВ/с. В работе ⁵ было показано, что учет перерассейний пионов на протоне в конечном состоянии объясняет сдвиг и уширение максимума, а также наличие высокоимпульсного "хвоста" в спектре протонов, и был сделан вывод о том, что изменение параметров пика при переходе от малых к большим импульсам спектатора в случае реакции (1) должно рассматриваться как дополнительное свидетельство в пользу наличия резонанса $\zeta(1480)$.

Несмотря на то, что позднее этот резонанс был обнаружен непосредственно в $\bar{p}p$ -взаимодействии (АХ) ^{6,7}, делались попытки альтернативных объяснений высокоимпульсного хвоста протонов-спектаторов как с помощью механизма захвата одного из пионов, рожденных на первой стадии ⁸, так и с помощью механизма двухнуклонного захвата антипротона ⁹ (заметим, что сдвиг и уширение резонансного максимума в спектре масс системы $2\pi^+ 2\pi^-$ эти механизмы не воспроизводят). Поэтому вопрос о механизме $\bar{p}d$ -взаимодействия продолжает вызывать заметный интерес.

Известно, что для установления механизма прямой реакции необходимо одновременное использование многих критериев ¹⁰. Естественным дополнительным критерием роли $\pi\pi$ -перерассейния (рис.1б) является распределение по массе системы $\pi\pi$, в котором в районе масс 1100 - 1400 МэВ должен проявляться изобарный максимум. Применение этого критерия, однако, усложняется следующими обстоятельствами: 1) импульсный спектр пионов из процесса $\bar{p}n \rightarrow 2\pi^+ 3\pi^-$ имеет максимум вблизи 300 МэВ/с ^{2,3}, вследствие чего распределение по спектру масс пиона и протона-спектатора, отвечающее диаграмме квазисвободного взаимодействия рис.1а, уже обладает максимумом в области Δ -резонанса (подчеркнем, что это обстоятельство характерно именно

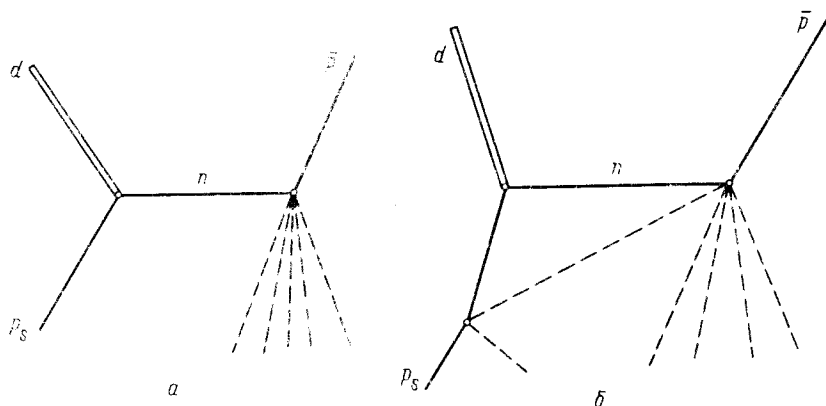


Рис.1. Диаграммы процесса $\bar{p}d \rightarrow p_s 2\pi^+ 3\pi^-$

для канала с пятью конечными пионами); 2) экспериментально мы не знаем, какой из конечных пионов перерассеялся на протоне, и приходится перебирать все πp -пары, что дает мощную нерезонансную "подложку", смазывающую Δ -пик. Поэтому, хотя в принципиальном плане наличие Δ -резонансного пика в распределении масс πp не вызывает сомнений, вопрос о возможности его четкого экспериментального проявления заранее совсем не очевиден и требует количественного исследования.

Такое исследование было проведено на основе модели работы ⁵, то есть путем рассмотрения диаграмм рис.1, отвечающих квазисвободному процессу на нейтроне (а) и процессу с последующим перерассеянием одного из пионов (б). Амплитуда является суммой членов, соответствующих полюсной и треугольной диаграммам

$$M = M_a + M_b, \quad (2a)$$

$$M_a = \varphi_d(p_s) M_1, \quad (2б)$$

$$M_b = \frac{E_p + E_1^*}{2\pi(m + E_1^*)} \int \frac{M_1 f_{\pi p}}{k'^2 - k^2 - i\eta} \varphi_d\left(\frac{1}{2}Q + k'\right) dk'. \quad (2в)$$

Здесь $\varphi_d(p)$ – волновая функция дейтрона в импульсном представлении (при расчетах использовалась функция в боннском потенциале ¹¹), M_1 – амплитуда $\bar{p}n$ -аннигиляции в канале $\bar{p}n \rightarrow 2\pi^+ 3\pi^-$, p_s – импульс протона-спектатора в лабораторной системе. E_1^* и E_p – энергии конечных пиона и протона, k' и k – импульс пиона до и после рассеяния, Q – импульс дейтрона. Все эти величины взяты в СЦИ рассеивающихся пиона и протона. Амплитуда πp -рассеяния $f_{\pi p}$ бралась в брейт-вигнеровской форме, отвечающей изобаре $\Delta(3/2, 3/2)$ с надлежащей угловой зависимостью, даваемой сверткой коэффициентов Клебша-Гордана со сферическими функциями первого порядка. Пользуясь методикой работы ¹², можно свести (2в) к однократному интегралу в координатном пространстве и показать, что после усреднения квадрата модуля амплитуды M_b по спинам начального дейтрона и конечного протона характерная угловая

зависимость πN -рассеяния в Δ -изобарной области $(1+3\cos^2\theta)$ приводит к множителю $(1+3\cos^2\alpha)$, где α – угол между направлениями импульсов дейтрона и конечного пиона в СЦИ пион-протон. Подробнее формализм расчета и аналитические результаты будут изложены в отдельной публикации.

Дальнейший расчет распределения $dN/dm_{\pi p}$ по массе системы πp сводится к двукратному интегрированию в многочастичном фазовом пространстве:

$$\frac{dN}{dm_{\pi p}} \sim \int dE_s dE_1 R_4(p_s, k_1) |M(p_s, k_1)|^2. \quad (3)$$

Здесь $p_s(E_s)$, $k_1(E_1)$ – импульсы (энергии) конечных протона и пиона в лабораторной системе, M – амплитуда (2), выраженная в виде функции p_s и k_1 , R_4 – инвариантный фазовый объем четырех нерассеивающихся пионов, выраженный как функция p_s и k_1 . Таким образом расчет $dN/dm_{\pi p}$, где $m_{\pi p}$ – масса перерассеивающихся пиона и протона, с учетом вычисления M_6 сводится к трехкратному интегрированию. Интегрирования в формуле (3) выполнялись численно. На самом деле в "подложку" будут вносить вклад и такие пары πp , в которых протон комбинируется с пионом из процесса рис.1б, не претерпевающим рассеяния. В этом случае строгий расчет усложняется, так как амплитуда M_6 и редуцированный фазовый объем зависят от разных переменных, что увеличивает кратность интегрирования на два. Поэтому вклад соответствующих треугольных диаграмм имитировался полюсной, но с "истинным" распределением по импульсу протона-спектратора ⁵. Учитывая гладкость соответствующего распределения, это представляется хорошим приближением.

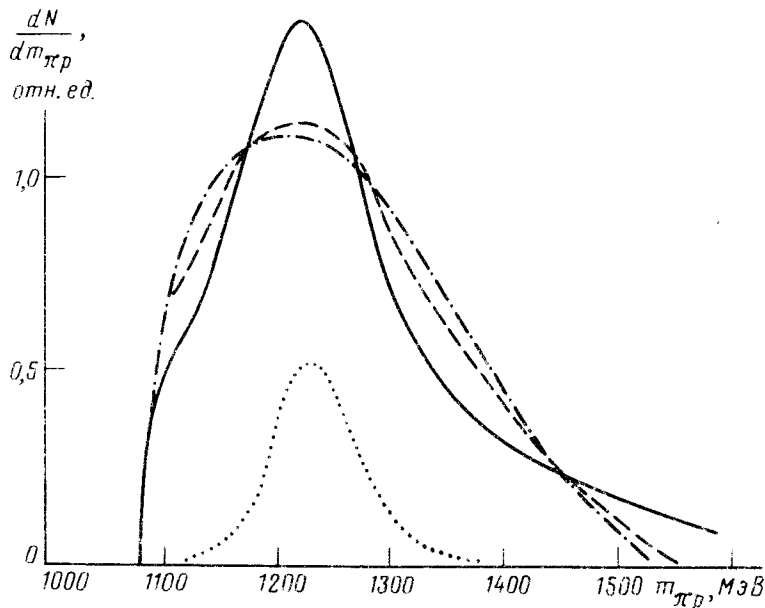


Рис 2. Распределения по массе системы πp . штрих-пунктирная кривая – при учете только диаграммы рис.1а; пунктирная кривая – суммарное распределение для всех p_s ; сплошная кривая – суммарное распределение при $p_s > 200$ МэВ/с; точечная кривая показывает форму пика, отвечающего изобаре $\Delta(1232)$

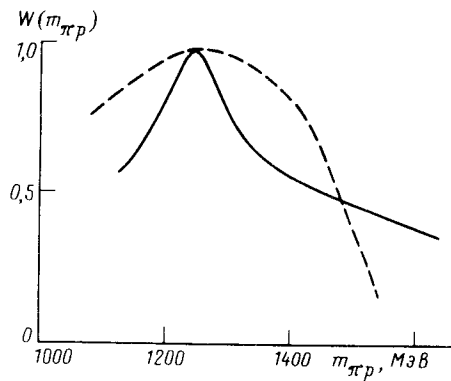


Рис.3. Распределения по массе системы πp , деленные на соответствующее распределение, даваемое шестичастичным фазовым объемом: сплошная кривая – для $p_s > 200$ МэВ/с, пунктирная кривая – для всех p_s .

Принимая во внимание ⁵, что в области импульсов протона-спектратора до 200 МэВ/с основной вклад даст полюсная диаграмма, а при более высоких импульсах – треугольная с перерасеянием, целесообразно посмотреть распределение по массе πp как для всех возможных импульсов спектратора, так и отдельно для области $p_s > 200$ МэВ/с. Результаты расчета приведены на рис.2. Штрих-пунктирная кривая показывает распределение, даваемое полюсной диаграммой рис.1а. Заметим, что расчет распределения, даваемого шестичастичным фазовым объемом, приводит к кривой, близкой к штрих-пунктирной, только немного более широкой. Пунктирная кривая – распределение по массам πp для событий со всеми импульсами протона-спектратора, полученное при учете обеих диаграмм рис.1. Сплошная кривая – то же самое, но только для случаев с импульсами спектратора $p_s > 200$ МэВ/с. Эти кривые нормированы на одинаковую площадь. Для сравнения точечная кривая в меньшем масштабе показывает форму резонанса $\Delta(1232)$. Видно, что различие штрих-пунктирной и пунктирной кривых столь невелико, что заметить наличие резонансного усиления при анализе всех событий трудно. Это обстоятельство, естественно, должно учитываться при интерпретации экспериментальных данных. По-видимому, именно с ним связано то, что в предварительном анализе данных в канале (1) четкого пика в спектре масс πp замечено не было ¹³. С другой стороны, сплошная кривая является достаточно узкой, что говорит о возможности наблюдения изобарного пика, если проводить анализ отдельно для случаев с $p_s > 200$ МэВ/с, где основной вклад дается треугольными диаграммами (в этом случае подложка, связанная с учетом таких πp -пар, когда протон комбинируется с пионом, не участвовавшим в перерасеянии, не приводит к существенному "замазыванию" Δ -пика). Эти выводы подтверждаются и рис.3, где приведены величины $W(m_{\pi p})$ – распределения по массам системы πp , поделенные на то распределение, которое дается просто шестичастичным фазовым объемом. Мы видим узкий пик в сплошной кривой, отвечающей событиям с $p_s > 200$ МэВ/с, и очень широкое распределение (пунктирная кривая) для событий со всеми p_s . Для удобства сравнения формы обе кривые нормированы по максимуму.

Итак, Δ -резонансный максимум должен отчетливо наблюдаться в распре-

делении по массам π -системы из процесса (1), если при обработке экспериментальных данных отдельно анализировать события с достаточно большими импульсами спектатора. Учитывая высокий интерес к физике $\bar{N}N$ - и \bar{N} -ядерных взаимодействий, такой анализ представляется весьма желательным.

Авторы благодарны О.Д.Далькарову и И.С.Шапиро за привлечение внимания к данной проблеме и плодотворные обсуждения.

-
1. D.Bridges, H.Brown, I.Duftari, et al., Phys. Rev. Lett. **56**, 211 (1986); **56**, 215 (1986); **57**, 1534 (1986).
 2. S.Ahmad, C.Amsler, R.Armenteros, et al., In: Physics at LEAR with low energy antiprotons, Eds. C Amsler et al., Harwood, 1987), p.447.
 3. И.С.Шапиро, УФН **125**, 577 (1978); I.S.Shapiro, Phys. Rep. **35**, 129 (1978).
 4. C.B.Dover, Phys. Rev. Lett., **57**, 1207 (1986).
 5. V.M.Kolybasov, I.S.Shapiro, Yu.N.Sokolskikh, Phys. Lett. B **222**, 135 (1989).
 6. C.Amsler and F.Myhrer, CERN-PPE/91-29, 1991.
 7. E.Aker, C.Amsler, I.Augustin, et al., CERN-PPE/91-28, 1991.
 8. А.Е.Кудрявцев, В.А.Тарасов, Ядерная Физика **54**, 59 (1991).
 9. G.Guaraldo, Nuovo Cim. A **102**, 1137 (1989).
 10. В.М.Колыбасов, Г.А.Лексин, И.С.Шапиро, УФН **113**, 239 (1974).
 11. R.Machleidt, K.Holinde, and Ch.Elster, Phys. Rep. **149**, 1 (1987).
 12. В.М.Колыбасов, Н.Я.Смородинская, Ядерная Физика **17**, 1211 (1973).
 13. E.Klempt, Частное сообщение