

## О ВЫСОКОИМПУЛЬСНОМ "ХВОСТЕ" СПЕКТРА ПРОТОНОВ-СПЕКТРАТОРОВ В ПРОЦЕССЕ $\bar{p}d \rightarrow p_s K \bar{K} \dots$

*В.М.Колыбасов, Ю.Н.Сокольских*

Показано, что проблема высокоимпульсного хвоста в спектре протонов-спектраторов из процесса  $\bar{p}d \rightarrow p_s K \bar{K} \dots$  решается с помощью тщательного анализа перерасеяния конечных пионов в различных возможных каналах.

Одна из загадок физики взаимодействия антипротонов с ядрами – наличие высокоимпульсного "хвоста" в распределении протонов-спектраторов в процессе аннигиляции  $\bar{p}d$  с образованием пары  $K \bar{K}$ :  $\bar{p}d \rightarrow p_s K \bar{K} \dots$  <sup>1</sup>. Попытки его простого объяснения пока оказались безуспешными <sup>2</sup>. Поэтому появились предположения о его связи с необычными механизмами процесса: с двухнуклонным механизмом поглощения антипротонов <sup>3</sup> или с образованием глюболлов <sup>4</sup>.

Ранее нам удалось успешно описать высокоимпульсную часть спектра протонов-спектраторов в процессе  $\bar{p}d \rightarrow p_s 5\pi$  <sup>5</sup> с помощью механизма перерасеяния пионов в конечном состоянии. Более того, было показано, что перерасеяния пионов в области больших импульсов спектратора естественным образом приводят к сдвигу и уширению пика, отвечающего резонансу  $\zeta$  (1480), что согласуется с экспериментальными наблюдениями <sup>6</sup>. В силу этого представлялось бы крайне неестественным, что процессы перерасеяния пионов, определявшие картину в канале  $\bar{p}d \rightarrow p_s 5\pi$ , не давали бы существенного вклада в каналы  $\bar{p}d \rightarrow p_s K \bar{K} \dots$ .

Поэтому мы предприняли тщательное исследование роли перерасеяния пионов в процессе  $\bar{p}d \rightarrow p_s K \bar{K} \dots$ , пользуясь методикой предыдущей работы <sup>5</sup>, т. е. рассматривая графики типа рис. 1. Отличия от работ <sup>2</sup>, где ранее предпринималась схожая, но неудачная попытка, заключались в следующем:

1. Экспериментальное распределение по импульсу протона-спектратора  $p_s$  в работе <sup>1</sup> фактически строится для всех событий с числом заряженных частиц в конечном состоянии, равным или большим четырех. Поэтому мы не ограничивались, как в <sup>2</sup>, только каналом  $\bar{p}d \rightarrow p_s K \bar{K} \pi^+ \pi^-$ , а рассматривали все каналы, дающие заметный вклад в сечение аннигиляции:

$$\bar{p}d \rightarrow p_s K_1^0 K^\mp \pi^- \pi^\pm \pi^0 \quad (1)$$

$$p_s K_1^0 K_1^\mp \pi^- \pi^\pm \quad (2)$$

$$p_s K_1^0 K^0 \pi^- \pi^- \pi^+ \quad (3)$$

$$p_s K_1^0 K^\pm \pi^- \pi^\mp \pi^0 \pi^0. \quad (4)$$

2. Полюсные диаграммы рис. 1а дают в основном протоны с импульсами до 150 МэВ/с. При больших импульсах главный вклад связан с перерасеянием пионов, т. е. диаграммами вида рис. 1б. Существенно то, что в каждом из вышеупомянутых каналов могут перерасеиваться несколько заряженных и нейтральных пионов, и соответствующие графики когерентно складываются. Уже в канале  $\bar{p}d - p_s K \bar{K} \pi^+ \pi^-$  учет перерасеяния  $\pi^-$ -мезона увеличивает амплитуду на фактор 4/3 по сравнению со случаем, рассмотренным в <sup>2</sup>, когда учитывалось рассеяние лишь  $\pi^+$ -мезона. Сечение в области больших импульсов спектатора возрастает на 16/9, т.е. почти в два раза. (Здесь учтено, что по энергии пионы попадают в изобарную область). Этого недостаточно, чтобы полностью исправить ситуацию в работе <sup>2</sup>, но в других каналах (1), (3), (4) число пионов больше, и соответственно больше и фактор усиления.

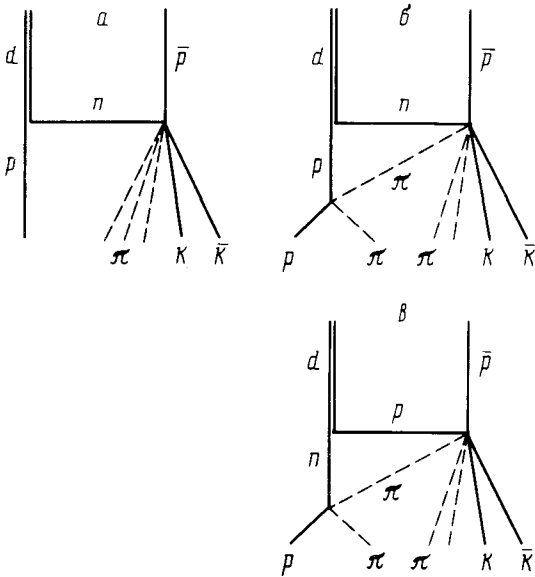


Рис. 1. Диаграммы для процесса  $\bar{p}d - p_s K \bar{K} \pi^+ \pi^-$ .

3. Учитывалась возможность того, что вначале происходит аннигиляция  $\bar{p}$  на протоне с последующей перезарядкой  $\pi$ -мезона на нейтроне-спектаторе (диаграмма рис. 1в). Полюсная диаграмма здесь отсутствует, и весь вклад идет в область больших импульсов остаточного протона. Так как графики рис. 1б и рис. 1в в ряде каналов когерентно складываются, требуется знать относительную фазу соответствующих  $\bar{p}n$ - и  $\bar{p}p$ -амплитуд. Для грубых оценок она полагалась равной нулю.

Учет перечисленных трех факторов поднимает высокоимпульсную часть спектра протонов-спектаторов примерно в 4 раза по сравнению с работами <sup>2</sup>. Детальная техника расчета со сложными интегрированиями по многочастичному фазовому объему будет изложена в более подробной публикации. Отметим только, что для  $\pi N$ -рассеяний бралась Брейт-Вигнеровская амплитуда с правильной угловой зависимостью. Вершины аннигиляции антипротона бралась константами, что согласуется с инклюзивными спектрами  $\pi$ - и  $K$ -мезонов. Использовалась волновая функция дейтрона в боннском потенциале. Перерасеяниями  $K$ -мезонов пока пренебрегалось, исходя из их малых сечений.

Результат нашего расчета (сплошная кривая) вместе с экспериментальными данными <sup>1</sup> показан на рис. 2. Пунктирная линия – расчет работ <sup>2</sup>, где учитывалось лишь перерасеяние одного  $\pi^+$ -мезона в канале  $\bar{p}d - p_s K \bar{K} \pi^+ \pi^-$  (отметим, что наш расчет для этого случая дал при  $p_s = 350$  МэВ/с величину на 20 % ниже, чем в <sup>2</sup>, что, не будь других факторов, привело бы к еще большему расхождению с экспериментом). Можно отметить хорошее согласие теоретических и экспериментальных результатов в области до 500 МэВ/с. Это, с одной стороны, свидетельствует о правильности выбранной модели, объясняющей наличие зна-

чительного числа протонов с большими импульсами очень простыми физическими причинами. С другой стороны, видно, что основная часть проблемы, связанной с высокоимпульсным "хвостом", решена без введения каких-либо экзотических механизмов. При  $p_s > 500$  МэВ/с, по-видимому, существенны последовательные перерасеяния двух пионов или более сложные возможности.

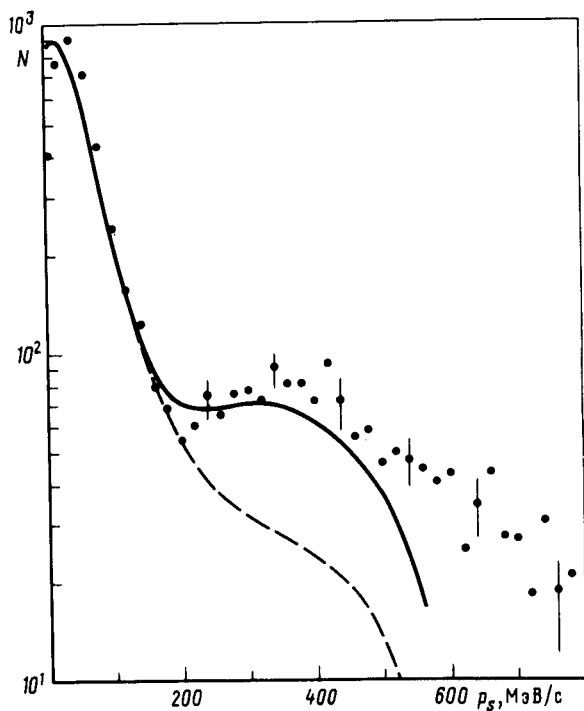


Рис. 2. Инклюзивное импульсное распределение протонов из реакции  $\bar{p}d - p_s K \bar{K} \dots$ . Пунктирная линия взята из работ <sup>2</sup>. Сплошная линия — расчет по методике, описанной в данной работе

В заключение отметим три обстоятельства. Во-первых, за исключением нормировки на левый пик рис. 2 наши расчеты не содержали свободных параметров. Во-вторых, вопрос об относительной фазе диаграмм с  $\bar{p}n$ - и  $\bar{p}p$ -аннигиляцией требует дополнительного исследования. В третьих, в силу технических сложностей наши расчеты не учитывали тот факт, что происходит аннигиляция движущегося антипротона. Впрочем, имеются основания считать, что его учет приведет к дальнейшему улучшению согласия в области больших импульсов спектатора.

Авторы благодарны И.С.Шапиро за внимание к работе и полезные обсуждения.

#### Литература

1. Oh B. Y. et al. Nucl. Phys. B, 1973, 51, 57.
2. Nozawa S., Locher M.P. In: Physics at LEAR with low energy antiprotons New York: Harwood Academic, 1987, p. 763; Locher M.P. Invited talk on Inter. conf. on medium and High-energy nucl physics, Taipei, May 1988, (Paul Sherrer Institute preprint).
3. Guaraldo G. Nuovo Cim. A, 1989, 102, 1137.
4. Kondratyuk L., Guaraldo G. CERN-EP/89-122.
5. Kolybasov V.M. et al. Phys. Lett. B, 1989, 222, 135.
6. Ahmad S. et al. In: Physics at LEAR with low energy antiprotons, New York: Harwood Academic, 1987, p. 447.