

УДК 539.126

## О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ РОЖДЕНИЯ ГИПОТЕТИЧЕСКИХ ПЕНТАКВАРКОВЫХ СОСТОЯНИЙ $\Theta(ud\bar{s}ud)$

С. П. Баранов

*Рассматривается механизм рождения гипотетических пентакварковых состояний  $\Theta(ud\bar{s}ud)^+$ , основанный на обмене экзотическими Реджевскими траекториями в  $t$ -канале. Показано, что импульсное распределение  $\Theta^+$ -барионов может существенно отличаться от распределений обычных гиперонов.*

При том, что свидетельства в пользу обнаружения пентакварковых состояний вообще, и состояния с кварковым составом  $(ud\bar{s}ud)$  [1] в частности, не бесспорны и не общепризнанны, вопрос о характере кинематических распределений этих экзотических барионов вовсе не праздный. Сравнивая между собой результаты поисков пентакварковых состояний в различных экспериментах, необходимо учитывать, что искомый сигнал может попадать в различные области аксептанса экспериментальных установок.

Ожидаемые характеристики рождения пентакварка обычно уподобляются характеристикам рождения гиперона  $\Lambda(1520)$  на том основании, что они оба являются барионами и несут в своем составе странность. Такое уподобление действительно оправдано в рамках механизма каонного обмена, рассмотренного в работе [2]. Вообще же говоря, механизм каонного обмена для рождения пентакварка является хотя и обязательным (в силу существования вершины взаимодействия  $\Theta p K$ , ответственной за распад пентакварка), но не единственным, дающим вклад в этот процесс, а в данном случае может быть даже и не самым простым.

Для "сборки"  $\Theta^+$  пентакварка из протона и каона требуется довольно замысловатое переключение цветовых потоков. Эта сложность в какой-то мере объясняет малую вероятность и обратного процесса, т.е. малую ширину распада  $\Theta^+ \rightarrow p \bar{K}^0$ . С другой стороны, если отказаться от условия обязательного использования всех кварков налетающего протона (а ограничиться только одним кварком или дикварком), то цветовая

структура взаимодействия намного упрощается. Однако при этом недостающие кварки приходится добирать из  $t$ -канала – а значит, взаимодействие должно быть обусловлено обменом не каоном, а многокварковым комплексом.

В рамках исходного предположения о том, что экзотические состояния вообще существуют, гипотеза о том, что взаимодействия также могут переноситься экзотическими адронами, выглядит вполне естественной. Зная параметры соответствующих Реджевских траекторий, можно вычислить как форму энергетической зависимости сечений, так и кинематические распределения рождающихся частиц. К сожалению, полная нормировка сечений остается неопределенной, так как о силе взаимодействия экзотических адронов нам ничего не известно.<sup>1</sup> Для нахождения параметров экзотических траекторий удобно воспользоваться гипотезой аддитивности интерсептов по отношению к кварковому составу – согласно этой гипотезе добавление или убавление каждого очередного кварка смещает всю траекторию на одну и ту же величину. Применение этой гипотезы проиллюстрировано на рис. 1. Путем добавления и вычитания двух кварк-антикварковых пар пентакварковое состояние сводится к совокупности двух нуклонов, гиперона и двух мезонов, откуда следует соотношение  $\alpha_\Theta = 2\alpha_N + \alpha_\Lambda - 2\alpha_R$ , связывающее интерсепты экзотической траектории с известными неэкзотическими траекториями. Таким образом удастся установить функциональную форму для функций фрагментации кварка и дикварка.

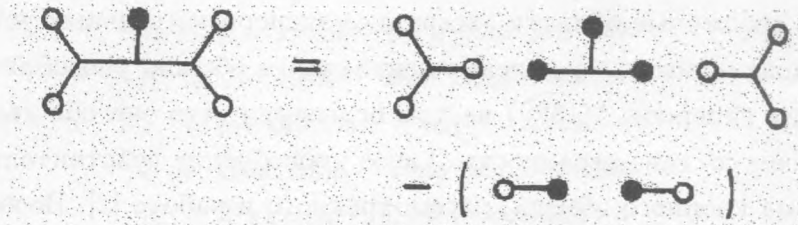


Рис. 1. Графический прием, иллюстрирующий вывод соотношения  $\alpha_\Theta = 2\alpha_N + \alpha_\Lambda - 2\alpha_R$ .

Дальнейшие вычисления проводились по формулам модели Кварк-Глюонных Струн [3 – 10]. Для удобства читателя приведем краткую сводку этих формул, не повторяя их

<sup>1</sup> В механизме каонного обмена вершина  $\Theta p K$  взаимодействия считается известной, т.к. может быть выражена через ширину распада  $\Theta^+ \rightarrow p \bar{K}^0$ .

вывода. Инклюзивное дифференциальное сечение рождения адрона типа  $h$  записывается в виде

$$\frac{d\sigma^h}{dp_{Tx} dp_{Tz} dy} = \sigma_{DD} \varphi_{DD}^h + \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_n \varphi_n^h, \quad (1)$$

где  $p_{Tx}, p_{Tz}$  – компоненты поперечного импульса,  $y$  – быстрота,  $\sigma_{DD}$  представляет собой вклад дифракционной диссоциации (не принимаемой нами в расчет в данной работе), а суммирование по  $n$  отражает вклады взаимодействий с присутствием  $n$  Померонов в обменном канале. Соответствующие сечения  $\sigma_n$  вычислены в работе [4]. Функции  $\varphi_n$  отписывают фрагментацию Померонов в адроны:

$$\begin{aligned} \varphi_n^h = & a^h [F_{val}^h(x_+, n) F_{val}^h(x_-, n) + F_{val}^h(x_+, n) F_{val}^h(x_-, n) + \\ & + (n-1) [F_{sea}^h(x_+, n) F_{sea}^h(x_-, n) + F_{sea}^h(x_+, n) F_{sea}^h(x_-, n)]]. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $x_{\pm} = \frac{1}{2}[(x_{\perp}^2 + x_F^2)^{1/2} \pm x_F]$ ,  $x_{\perp} = 2m_{\perp}^h/\sqrt{s}$ ,  $x_+ x_- = (m_{\perp}^h)^2/s$ ,  $x_+ - x_- = x_F$ .

Каждому члену в выражении (2) соответствует отдельная цветная струна, натянутая между валентными или морскими партонами взаимодействующих адронов. Вклад каждой из струн представляется в виде произведения двух независимых функций  $F_i(x_+)$  и  $F_i(x_-)$ , отвечающих “концевым” партонам данной струны. В свою очередь, функции  $F(x_{\pm})$  представляются в виде свертки функции распределения партона  $f_i(x, n)$ , функции фрагментации партона  $D_i^h(x_{\pm}/x', p_T)$  и весовой функции  $T(x_F/x', p_T, n)$ , введенной для описания поперечного импульса:

$$F^h(x_{\pm}, n) = \sum_i \int_{x_{\pm}}^1 f_i(x', n) D_i^h(x_{\pm}/x', p_T) T(x_F/x', p_T, n) dx'. \quad (3)$$

Как и в обычной партонной модели, функция распределения задает вероятность найти в исходном адроне партон типа  $i$ , несущий долю импульса  $x$ , а функция фрагментации определяет вероятность превращения данного партона в адрон  $h$  конечного состояния.

В интересующем нас случае рождения пентакварка  $\Theta(ud\bar{s}ud)^+$  вычисления проводились как для обычного бариона, скажем, “очарованного”  $\Lambda_c^+$ , но в котором в роли “очарованного” кварка выступал трехкварковый комплекс  $(\bar{s}ud)$ . При этом, в соответствии с приведенными выше рассуждениями об интерсептах экзотических траекторий, функции фрагментации кварка и дикварка приобрели вид

$$D_{q \rightarrow \Theta^+ X}(z, p_T) = c_1 (1-z)^{\alpha_R - 2\alpha_{\Theta} + \lambda}, \quad (4)$$

$$D_{qq \rightarrow \Theta^+ X}(z, p_T) = c_2 (1 - z)^{-\alpha_Q + \lambda}, \quad (5)$$

где  $\alpha_\Theta = 2\alpha_N + \alpha_\Lambda - 2\alpha_R$ ,  $\alpha_Q = 2(\alpha_N + \alpha_\Lambda) - 3\alpha_R$ ,  $\alpha_N, \alpha_\Lambda$  и  $\alpha_R$  – интерсепты нуклонной, гиперонной и  $\rho$ -мезонной траекторий,  $\lambda = 2\alpha'_R p_T^2$ , а  $\alpha'_R = 1 \text{ ГэВ}^{-2}$  – наклон Реджеонной траектории. Нормировочные коэффициенты  $c_1$  и  $c_2$  в теории не определяются и остаются свободными параметрами. Полный набор функций распределения партонов и функций фрагментации в неэкзотические состояния можно найти в работах [9, 10]. Вычисления проводились с помощью фортранного кода HIPPOPO, подробно описанного в [11].

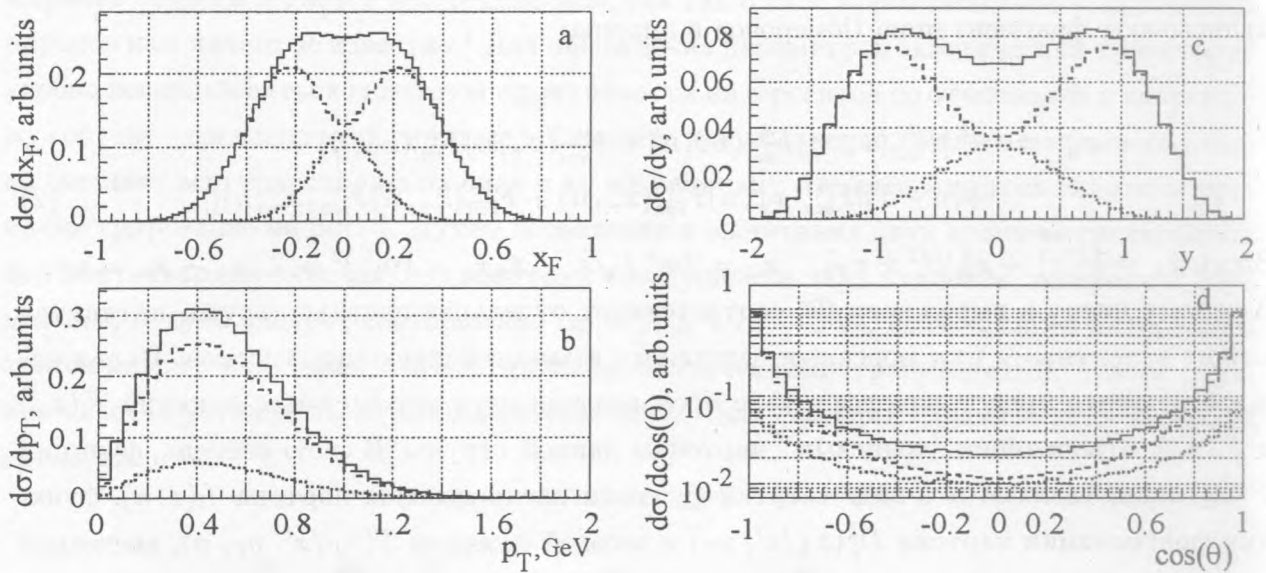


Рис. 2. Кинематические распределения пентакварка  $\Theta^+$ , рождающегося в  $pp$ -столкновениях при  $\sqrt{s} = 12 \text{ ГэВ}$ : (а) по Фейнмановской переменной  $x_F$ , (б) по поперечному импульсу, (с) по быстроте, (д) по косинусу угла вылета в с.ц.м. протонов. Пунктирные кривые – вклад фрагментации кварков, штриховые кривые – вклад фрагментации дикварков, сплошные кривые – суммарный результат.

На рис. 2 приведены предсказания для импульсных распределений  $\Theta^+$  пентакварка по Фейнмановской переменной  $x_F$ , поперечному импульсу  $p_T$ , быстроте  $y$  и косинусу угла вылета  $\cos(\theta)$  в системе центра масс сталкивающихся протонов при полной начальной энергии  $\sqrt{s} = 12 \text{ ГэВ}$ . Соотношение между коэффициентами  $c_1$  и  $c_2$ , ответственными за вклад кварковой и дикварковой фрагментации, было установлено равным  $c_1 : c_2 = 1 : 10$  (приблизительно таким же, каким оно получается из анализа данных по рождению обычных барионов). Обмен более тяжелой Реджевской траекторией приводит к значительному смещению спектра  $\Theta^+$  пентакварка как по сравнению с  $\Lambda$  гипероном,



так и по сравнению с предсказаниями модели каонного обмена [2]. В последнем случае максимум в импульсном распределении приходится на область  $x_F \simeq 0.85$ . При увеличении энергии пучков спектр еще более смещается в область малых значений  $x_F$ , что является следствием простой кинематики (а именно, обусловлено пересчетом от Лоренц-инвариантного сечения  $d\sigma/dy$  к неинвариантному сечению  $d\sigma/dx_F$ ).

Итак, мы видим, что привлечение гипотезы о механизме рождения экзотических состояний через обмен тяжелыми (экзотическими) траекториями приводит к существенному изменению формы импульсных распределений рождающегося состояния, что следует иметь в виду при анализе экспериментальной ситуации. Соответствуют ли полученные нами предсказания истинному положению дел – остается вопросом к будущему, как впрочем и установление самого факта существования пентакварковых барионов.

Автор выражает благодарность П. Ф. Ермолову за возбуждение интереса к работе.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Aleev A. et al. The SVD Collaboration, *Phys. At. Nucl.*, **68**, 974 (2005).
- [2] Narodetski I. M. and Trusov M. A. Proc. Int. Conf. PANIC'05, Santa-Fe, NM, USA (October 2005); hep-ph/0512363.
- [3] Capella A. et al. *Zeit. Phys.*, **C3**, 329 (1970).
- [4] Ter-Martirosyan K. A. *Phys. Lett.*, **B44**, 377 (1973).
- [5] Ciafaloni M., Marchesini G., and Veneziano G. *Nucl. Phys.*, **B98**, 472 (1975).
- [6] Capella A. and Tran Thanh Van J. *Zeit. Phys.*, **C10**, 249 (1981).
- [7] Kaidalov A. B. *Phys. Lett.*, **B116**, 459 (1982).
- [8] Kaidalov A. B. and Ter-Martirosyan K. A. *Phys. Lett.*, **B117**, 247 (1982).
- [9] Kaidalov A. B. and Piskunova O. I. *ЯФ*, **41**, 1278 (1985).
- [10] Кайдалов А. Б. *ЯФ*, **45**, 1450 (1987).
- [11] Варанов А. Р. Препринт ФИАН N 42, М., 1998 (Lebedev Institute Report); hep-ph/0209363.

Поступила в редакцию 22 июня 2006 г.