

РОЖДЕНИЕ НОВЫХ ЧАСТИЦ В АДРОН-АДРОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

*А.М.Зайцев, В.Г.Картвелишвили, А.К.Лиходед,
Г.П.Пронько*

В работе рассмотрен механизм рождения ψ -частиц в рамках кварк-партонной модели. Показано, что при средних энергиях валентные кварки играют главную роль в образовании ψ -мезонов. Константа Цвейга, необходимая для согласования с экспериментальными данными по рождению оказывается больше, чем та же константа, извлеченная из данных по распаду. Указаны возможные причины этого несоответствия.

Исследование свойств ψ -мезона указывает скорее всего на адронную природу этого резонанса [1]. Рассмотрение образования ψ -частицы в адрон-адронных столкновениях в рамках партонной модели Дрелла – Яна [2] приводит к выводу о том, что основным механизмом образования

является рождение ψ из обычных кварков. Это позволяет объяснить наблюдаемое в pp -столкновениях при 70 Гэв/с [3] широкое распределение по продольному импульсу у ψ -частицы (см. рис. 1), а также объяснить наблюдаемое увеличение сечения рождения и избыток в области больших $x \approx 0,6$ в мезон-барионных столкновениях по сравнению с pp -столкновениями. Механизм образования ψ из моря чармованных кварков приводит к узкому распределению по продольному импульсу, резко противоречащему экспериментальным данным. Получающаяся при этом константа, отвечающая переходу обычных кварков в чармованные $q_z^2/4\pi \approx 8 \cdot 10^{-4}$, что на порядок выше той, которая получается из распада ψ в обычные адроны и оцениваемой как $q_z^2/4\pi \approx 6 \cdot 10^{-5}$ [4].

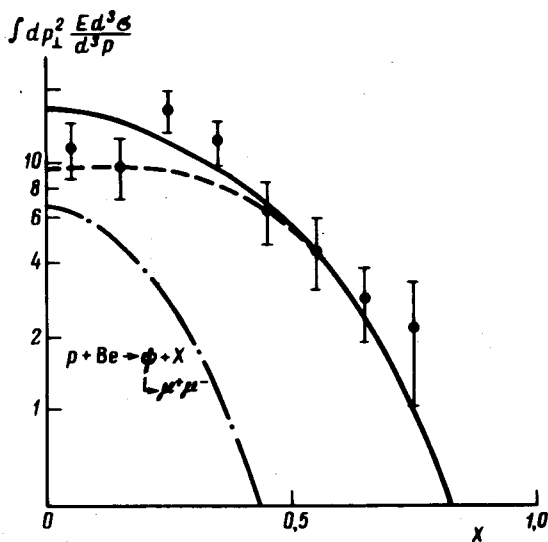


Рис. 1. Инклюзивный спектр ψ -резонанса в реакции $p + Be \rightarrow \psi + X$ при 70 Гэв/с . Нормировка спектра в произвольных единицах. Сплошная кривая — суммарный вклад рождения ψ из "моря" (штрих-пунктирная линия) и из аннигиляции обычных кварков (пунктирная линия)

Этот факт более сильной связи ψ с обычными адронами для процессов рождения по сравнению с процессами распада уже отмечался ранее [1].

Море чармованных кварков в нуклоне (по нашим оценкам в рамках модели Дрелла — Яна) оказывается при этом подавленным по сравнению с морем обычных кварков в ≈ 20 раз, что существенным образом сказывается на оценках величин сечений рождения гипотетических D -мезонов (в области средних энергий $\sigma_D/\sigma_\pi \approx 10^{-4}$). Отметим, что в рамках указанных оценок относительный вклад ассоциированного рождения ψ с чармованными частицами мал при энергии $\approx 70 \text{ Гэв/с}$ и увеличивается с ростом энергии (см. рис. 2).

Наиболее популярное объяснение малости константы аннигиляции чармованных кварков в обычные (правило Цвейга) по сравнению с характерной константой сильных взаимодействий возникает в кварковой модели с цветом [4]. В распаде ψ пара кварков в бесцветном состоянии 3S_1 может аннигилировать по крайней мере, в три глюона [5]. Подобные аргументы приводили бы к такой же константе связи ψ в рождении в адрон-адронных столкновениях. Относительно большую константу в рождении можно было бы попытаться связать с возможным перерассеянием чармованных кварков с изменением цвета на "соседах". При этом рож-

дение могло бы идти через один или же два глюона, а малости, связанной с обменами оставшимися глюонами не возникало бы из-за малых переданных импульсов в процессе перерассеяния. В таком случае рождение ψ' (3, 7) полностью аналогично рождению ψ и должно происходить с близкими сечениями, тогда как наблюдаемое отношение выходов $\sigma_{\psi'}/\sigma_{\psi}$ не превосходит 0,05 при энергии 400 Гэв/с [6].

Такую малую величину отношения $\sigma_{\psi'}/\sigma_{\psi}$ и большую константу в рождении ψ можно тогда понять предположив, что ψ -частица образуется при распаде одного из состояний с большей массой, рождение которого не подавлено трехглюонным механизмом. Таким состоянием могло бы быть одно из состояний, наблюдаемых в DESY и SLAC [7].

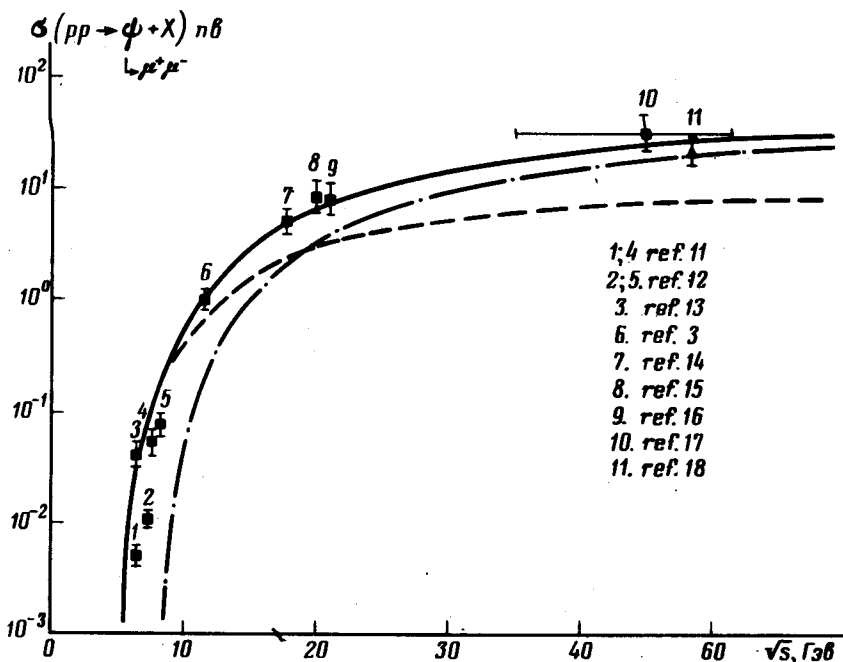


Рис. 2. Зависимость сечения рождения $\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ в pp -столкновениях в механизме Дрелла – Яна как функция полной энергии. Пунктирная линия – вклад от аннигиляции обычных кварков штрих-пунктирная – рождение из "моря", сплошная кривая – суммарный вклад. Экспериментальные точки для pp -столкновения получены из протон-нуклонных данных экстраполяцией по закону $A^{1/3}$

Из результатов экспериментов SLAC [8], где измерена относительная ширина каскадного распада $\Gamma_{\psi' \rightarrow \gamma P_c} / \Gamma_{\psi' \rightarrow \text{все}} \approx 4\%$, и работы [9], где получено ограничение на интенсивность радиационных распадов ψ' на уровне $\approx 5\%$, следует, что для состояния P_c распад $P_c \rightarrow \psi\gamma$ является доминирующим. В связи с этим представляет безусловный интерес поиск пика в системе $\psi\gamma$ в адрон-адронных столкновениях. Заметим, что вклад от этого механизма должен доминировать в области низких энергий. В области высоких энергий его вклад преобладает при максимально возможных продольных импульсах ψ .

Отсутствие ассоциированного с ψ γ -кванта можно было бы интерпретировать как возможное указание на разное кварковое содержание ψ и ψ^* .

Отметим, далее, что существует подобная ситуация с увеличением константы перехода странных кварков в обычные и в процессах рождения ϕ в pp -столкновениях [10]. Тогда в рамках простой $\psi \leftrightarrow \phi$ аналогии следовало бы ожидать существования возбужденного состояния P_λ с переходом $P_\lambda \rightarrow \phi + \dots$.

В заключение авторы выражают признательность за поддержку и плодотворные обсуждения С.С.Герштейну, Л.Г.Ландсбергу, М.А.Мествиришвили, Ю.Д.Прокошкину и Л.Д.Соловьеву.

Институт
физики высоких энергий

Поступила в редакцию
29 апреля 1976 г.

Литература

- [1] В.И.Захаров, Б.Л.Иоффе, Л.Б.Окунь. УФН, 117, 228, 1975.
- [2] S. D. Drell, T. M. Yan. Am. Phys., 66, 578, 1971; J. F. Gunion. Phys. Rev., D11, 1796, 1975; В.Г.Картвелишвили, А.К.Лиходед, Г.П.Пронько. Препринт ИФВЭ 76-38, 1976.
- [3] Yu. M. Antipov et al. Phys. Lett., 60B, 309, 1976.
- [4] M. B. Green, M. Jacob, P. V. Landshoff. Nuovo Cim., 29A, 123, 1975.
- [5] T. Appelquist, D. Politzer. Phys. Rev. Lett., 34, 43, 1974.
- [6] D. C. Hom, L. M. Lederman et al. Preprint FNAL, 1976.
- [7] W. Braunschweig et al. Phys. Lett., 57B, 407, 1975.
- [8] W. Tanenbaum et al. Phys. Rev. Lett., 35, 1323, 1975.
- [9] J. W. Simpson et al. Phys. Rev. Lett., 35, 699, 1975.
- [10] V. Blobel et al. Phys. Lett., 59B, 88, 1975.
- [11] J. Aubert et al. Phys. Rev. Lett., 33, 1404, 1974.
- [12] Christenson et al. Phys. Rev. Lett., 25, 1523, 1970.
- [13] F. Binon et al. Preprint CERN, 1976.
- [14] K. J. Anderson et al. Phys. Rev. Lett., 36, 237, 1976.
- [15] G. F. Blamar et al. Phys. Rev. Lett., 35, 346, 1975.
- [16] B. Knapp et al. Phys. Rev. Lett., 34, 1044, 1975.
- [17] F. W. Büsser et al. Phys. Lett., 56B, 482, 1975.
- [18] E. Nagy et al. Phys. Lett., 60B, 96, 1975.