

О МЕХАНИЗМЕ РОЖДЕНИЯ ПАР ЧАСТИЦ С БОЛЬШИМИ ПРОТИВОПОЛОЖНЫМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

И.Ф. Финзбург

Результаты недавних опытов в BNL объясняются моделью, в которой родившиеся частицы "помнят" о своем происхождении. Предсказывается ряд новых соотношений между сечениями.

1. Недавно поступило сообщение [1] об опытах в BNL по p Be столкновениям при 28 ГэВ . Регистрировались пары частиц, имеющие в СЦИ противоположно направленные чисто поперечные импульсы p_{\perp} , одинаковые по величине. Оказалось, что измеренные сечения рождения этих пар при одном и том же значении $M = 2p_{\perp}$ (для $2 \text{ ГэВ} \leq M \leq 4,5 \text{ ГэВ}$) принимают всего 3 значения¹⁾

$$\pi^{-}p = d\sigma_1; \quad \pi^{+}\pi^{-} = \pi^{-}K^{+} = p\bar{p} = pK^{-} = d\sigma_2; \quad \pi^{+}\bar{p} = \pi^{+}K^{-} = K^{+}K^{-} = d\sigma_3. \quad (1)$$

При этом согласно приведенным в [1] графикам

$$d\sigma_1 : d\sigma_2 : d\sigma_3 \approx 100 : 10 : 1. \quad (2)$$

Как указывают авторы, Фейнман заметил, что результат (1) можно описать, сопоставив каждому из рожденных адронов некоторое число:

$$F_p = 0 \text{ для } p; \quad F_p = 1 \text{ для } \pi^{+}, K^{+}; \quad F_p = 2 \text{ для } K^{-}, \bar{p}. \quad (3)$$

Тогда (1) означает, что совпадают сечения рождения пар частиц с одинаковыми $F = F_{p1} + F_{p2}$.

2. Сделаем два замечания: а) наблюдаемые значения эффективной массы пары в этих опытах близки к предельному значению $\sqrt{s} \approx 7,5 \text{ ГэВ}$ (на один нуклон). б) Число F_p определяет простое соотношение между рожденными адроном h и начальным протоном в свободном состоянии или в ядре Be: переход $p \rightarrow h$ должен сопровождаться образованием еще по крайней мере F_p известных адронов (учет нейтронов в ядре Be не изменяет существенно результата). Поэтому $F_p = 0$ имеет лишь протон, $F_p = 1$ имеют π^{\pm}, K^{\pm} , а $F_p = 2$ имеют \bar{p}, K^{-} (соответственно возможны переходы $p \rightarrow \pi^{+}(n), \pi^{\pm}(\Delta^{++}), K^{+}(\Lambda); p \rightarrow K^{-}(K^{+}p), \bar{p}(pp)$).

Эти замечания естественно приводят нас к нижеследующему пониманию механизма обсуждаемых реакций: в pp -столкновении сталкивающиеся протоны, сближаясь, образуют некоторое слабо возбужденное облако. Однако, в нем они продолжают еще двигаться навстречу друг другу, сохраняя свою индивидуальность (подобно лидирующим частицам в гидродинамической модели). При крайне редких, почти лобовых

¹⁾ Здесь и ниже AB означает сечение рождения пары частиц AB .

соударениях эти остаточные протоны круто поворачивают, что приводит к вылету пары pp излучаемого типа (рис. 1); соответствующее сечение (определенное без учета тождественности вылетевших протонов) обозначим через $d\sigma_0$. Если протон перейдет в другой адрон, то он должен сбросить F_p адронов (рис. 2). Сопоставим рождению каждого из адронов фактор g ("эффективную" константу связи на малых расстояниях). Тогда наблюдаемое сечение зависит только от суммы $F = F_{p1} + F_{p2}$ числа сброшенных адронов, что и наблюдается на опыте

$$d\sigma_F = d\sigma_0 g^{2F}; \quad F = F_{p1} + F_{p2}. \quad (4)$$

Таким образом, сечения рождения пар с разными значениями F образуют геометрическую прогрессию — также в согласии с опытом (2), откуда следует $g^2 \approx 0,1^{11}$.

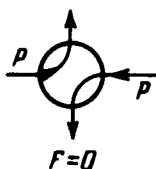


Рис. 1

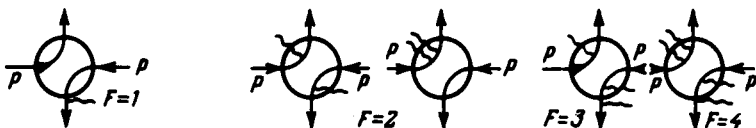


Рис. 2

Подчеркнем две не совсем обычные черты предложенного описания. а) Эффективные константы связи g равны друг другу, а не подчиняются соотношениям, диктуемым например, схемой $SU3$. б) На малых расстояниях адроны сохраняют свою индивидуальность, не растворяясь в кварково-партоном море. (Подобный подход может, по-видимому, претендовать на объяснение заметного подавления выхода K^- и \bar{p} по сравнению с выходом K^+ и p при больших x_1 в pW -столкновениях при $200 - 400 \text{ Гэв}$. При малых x_1 механизм реакции не должен быть столь сильно связан с природой сталкивающихся частиц, и соответствующие дифференциальные сечения не определяются значением F).

Сходную по существу интерпретацию числа F_p как числа пар кварков, изменивших свое движение, предложил, насколько мне известно,

¹¹⁾ Для столкновения pBe единственное изменение — для $p F_p = 0$ в $\sim 3/4$ случаев, а в $\sim 1/4$ случаев $F_p = 1$. Учет этого факта слабо меняет соотношения (1). †

В.М.Шехтер. Однако, в такой схеме нужны дополнительные предположения для объяснения равенства сечений с образованием K^- и \bar{p} .

Если это описание правильно, то в дополнение к (1), (2) должен иметь место еще ряд тождеств, которые, по-видимому, нетрудно проверить на опыте:

$$2pp = d\sigma_0 \approx 10 d\sigma_1; p\pi^+ = pK^+ = p\Sigma^+ = d\sigma_1; K^+\pi^+ = 2\pi^-\pi^- = \Sigma^+\pi^- = \dots = d\sigma_2; \\ \pi^-\bar{p} = \pi^-K^- = \pi^-\Sigma^- = \Sigma^+\Sigma^- = \dots = d\sigma_3; \bar{p}K^- = 2\bar{p}\bar{p} = 2K^-K^- = 2\Sigma^-\Sigma^- = \\ = \Sigma^-\Sigma^- = \dots = d\sigma_4 \approx 0,1d\sigma_3.$$

(1a)

Здесь учтено также естественное дополнение к (3) для рождения гиперонов: $F_p = 1$ для Σ^+ , $F_p = 2$ для $\Sigma^-, \bar{\Sigma}^\pm$. Кроме того, учтены тривиальные изменения, вносимые тождественностью.

Еще два следствия кажутся почти очевидными: А) (ассоциативная) множественность медленных частиц $\langle n \rangle_F$ должна расти с ростом F , и, по-видимому, не медленнее, чем F . Б) В этих опытах следует ожидать заметного рождения очарованных частиц. В рамках SU_4 -схемы $F_p = 1$ для D^- -мезона, и должно быть $D^-p \rightarrow \pi^-\bar{p} = d\sigma_1$. Разумеется такое равенство должно иметь место при достаточно больших $M(M/2 > M_D)$, чтобы избежать пороговой малости.

3. Естественно ожидать, что подобная картина воспроизведется при повторении подобных опытов в соударениях других адронов α, β при тех же энергиях. Сечение рождения пары AB должно определяться значением величины

$$F = \min(F_\alpha(A) + F_\beta(B), F_\beta(A) + F_\alpha(B)), \quad (5a)$$

где $F_\alpha(A)$ имеют тот же смысл, что и выше. Так, если α — нейтрон, то для $\pi^\pm, K^\pm, \Sigma^\pm, \dots$ $F_n = F_p$, а для p $F_n = 1$; если же α — это π^- , то

$$F_{\pi^-} = 0 \text{ для } \pi^-, F_{\pi^-} = 1 \text{ для } p, \bar{p}, \Sigma^-, \Sigma^-, K^-; F_{\pi^-} = 2 \text{ для } \pi^+, K^+, \dots$$

(6a)

С учетом соображений тождественности для рождения пар AB с одним и тем же F должны, кроме того, иметь место соотношения

$$A_1B_1 = 4A_2B_2 = 2CC,$$

если

$$F = F_\alpha(C) + F_\beta(C) = F_\alpha(A_1) + F_\beta(B_1) = F_\alpha(B_1) + F_\beta(A_1) = \\ = F_\alpha(A_2) + F_\beta(B_2) > F_\alpha(B_2) + F_\beta(A_2).$$

Так, для π^-p -соударений должны возникнуть новые соотношения, например,

$$4p\pi^- = d\sigma_0 \approx 10d\sigma_1; \quad pp = 2p\bar{p} = 2pK^- = 2\pi^- \pi^+ = 2\pi^- K^+ = \pi^- \pi^- = \\ = 2\Sigma^- \pi^+ = \dots = \frac{1}{2} d\sigma_1;$$

$$p\pi^+ = 4\bar{p}\pi^+ = 4\pi^+ K^- = \pi^- \bar{p} = \pi^- K^- = pK^+ = 4\bar{p}K^+ = 4K^+ K^- = \Sigma^- \Sigma^+ = \dots = \\ = d\sigma_2 \approx 0,1 d\sigma_1; \quad (6.6)$$

$$2\pi^+ \pi^+ = K^+ \pi^+ = 2K^+ K^+ = \bar{p}K^- = \Sigma^- \bar{\Sigma}^- = 4\Sigma^+ \bar{\Sigma}^+ = \dots = d\sigma_3 = 0,1 d\sigma_2.$$

(Сечения $d\sigma_i$ для π^-p и pp -соударений, вообще говоря, могут различаться).

4. При переходе к большим энергиям и при тех же значениях M величины $M/\sqrt{s} = x_{\perp}$ уменьшаются (например, для опытов в FNAL при $p_{\perp} = 200 \text{ Гэв}/c$, $M/\sqrt{s} < 0,2$). Сохранение соотношения (1) в этой области свидетельствовало бы о чрезвычайно глубокой "памяти" родившихся частиц, что представляется маловероятным. Скорее родившиеся адроны "забудут" о природе сталкивающихся адронов, что разрушит соотношения (1).

Так, если существенно рождение из кластеров, подобные измерения могут помочь выяснить природу адронов, связывающих кластеры. Для этого следует измерять сечения рождения пар AB с импульсами ($p_{\perp} : p_{\perp}$), (p_{\perp} , $-p_{\perp}$) в зависимости от массы $M = 2p_{\perp}$ и продольного импульса $2p_{\parallel}$. При небольших значениях p_{\perp} в л-системе (например, при $p_{\perp} \approx 3 - 4 \text{ Гэв}/c$, как в опытах BNL) "родителями" пары AB должны быть пуклон мишени и обменная частица E . Пусть, например, E — псевдоскалярный мезон. Пусть, кроме того, вероятности обмена разными мезонами $P(M)$ — одного порядка, и $P(K^+) = P(K^-)$, а $P(\pi^+) = P(\pi^-)$. Тогда (4), (5) позволяют получить соотношения между сечениями:

$$p\pi^+ : p\pi^-; \quad pK^+ : pK^- \sim d\sigma_0, \quad pp = 2p\bar{p}, \quad \frac{1}{2} K^+ K^+ = K^+ K^- = K^- \pi^+ = \\ = K^- \pi^- \sim d\sigma_1; \quad \pi^+ \pi^+ = \pi^+ \pi^- = \pi^- \pi^-, \quad K^+ \pi^+ = K^+ \pi^- = K^+ K^- : \frac{1}{2} \pi^+ \pi^- \sim d\sigma_1$$

$$\bar{p}\pi^+ = \bar{p}\pi^-; \quad \bar{p}K^- = K^- K^-; \quad \bar{p}K^+ \sim d\sigma_2, \quad \bar{p}\bar{p} \sim d\sigma_3 = 0,1 d\sigma_2; \quad 2\bar{p}\bar{p} \approx 0,01 pp; \\ \bar{p}K^+ - \bar{p}K^- \approx 0,05 pp; \quad K^- \pi^+ = 0,1 pK^-, \quad \pi^+ \pi^+ \approx 0,2 p\pi^-; \quad \bar{p}K^- \approx 0,01 pK^-; \\ \bar{p}\pi^- \approx 0,1 (p\bar{p} + \frac{3}{2} \pi^+ \pi^-).$$

Из этих сечений можно извлечь вероятности обмена K^{\pm} или π^{\pm} или нейтральными мезонами.

С ростом p_{\parallel} "память" о природе мишени должна исчезать, и соотношения (7) сменяются новыми. При еще больших p_{\parallel} одним из "родителей" становится налетающий протон, и соотношения (7) восстановятся.

Институт математики
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
17 июля 1975 г.

После переработки
22 сентября 1975 г.

Литература

- [1] I . I . Aubert . Доклад на международном совещании по проволочным камерам. Дубна, июнь 1975 г.
-