

## ОБРАЗОВАНИЕ НЕСИММЕТРИЧНЫХ ПО ИМПУЛЬСУ ПАР АДРОНОВ С БОЛЬШИМИ $P_T$ В $pp$ -СОУДАРЕНИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ 70 ГэВ

*В.В.Абрамов, Б.Ю.Балдин, А.Ф.Бузулуцков,  
Ю.Н.Вражнов, В.Ю.Глебов, А.С.Дышкант,  
В.Н.Евдокимов, А.О.Ефимов, В.В.Змушко,  
А.Н.Криницын, В.И.Крышкин, Н.Ю.Кульман,  
В.М.Подставков, Р.М.Суляев, Л.К.Турчанович*

Измерены функции корреляции  $R$  и сечения образования несимметричных по импульсу пар  $\pi^+ \pi^-$ ,  $pp$ , и  $\pi^+ p$ -пар адронов в  $pp$ -соударениях в области разности поперечных импульсов  $0 \leq \Delta \leq 2,1$  ГэВ/с при  $P_{T1} + P_{T2} = 3,1$  ГэВ/с. Проведено сравнение экспериментальных данных с моделями жесткого рассеяния партонов.

В работах <sup>1,2</sup> мы исследовали поведение сечений образования симметричных по импульсу пар  $\pi$ -мезонов и протонов в зависимости от  $P_T$ . В этом случае внутренние поперечные импульсы партонов  $K_T$  практически скомпенсированы и поэтому устраняется одна из неопределенностей при интерпретации экспериментальных результатов.

Значительный интерес представляет также другой случай, когда импульсы пары адронов существенно различаются и направлены в противоположные стороны. Изучение образования таких пар в зависимости от разности поперечных импульсов  $\Delta = P_{T1} - P_{T2}$  позволяет глубже понять механизм перехода партонов в адроны и оценить величину внутреннего поперечного импульса партонов.

В данной работе изучалось образование несимметричных пар адронов в  $pp$ -взаимодействиях при энергии 70 ГэВ под углом  $90^\circ$  в СЦМ в зависимости от величины  $\Delta$ . Сумма поперечных импульсов пары частиц  $M = P_{T1} + P_{T2}$  составляла 3,1 ГэВ/с. Измерялись функции корреляции и инвариантные сечения образования  $\pi^+\pi^-$ ,  $pp$ ,  $\pi^+p$ -пар. Представлены также данные для пар всех заряженных адронов  $h^+h^-$ . Функция корреляции определялась так:

$$R = \frac{(N_{12}/N_{in})}{(N_1/N_{in})(N_2/N_{in})}, \quad (1)$$

где  $N_{12}$ ,  $N_1$ ,  $N_2$  — число зарегистрированных пар и одиночных частиц импульсами  $P_{T1}$  и  $P_{T2}$ ,  $N_{in}$  — число неупругих взаимодействий в мишени.

Эксперимент выполнен на установке ФОДС, аппаратура которой описана ранее<sup>3</sup>. Пучок медленно выведенных из ускорителя протонов попадал на жидководородную мишень длиной 40 см. Интенсивность его измерялась при помощи детекторов второй эмиссии с абсолютной точностью  $\pm 6\%$  и относительной точностью  $\pm 1\%$ . Пары адронов выделялись на фоне случайных совпадений методом прецизионного временного анализа. Число протонов, падающих на мишень, изменялось от  $5 \cdot 10^{10}$  до  $7 \cdot 10^{11}$  так, чтобы отношение эффекта к фону случайных совпадений составляло  $40 \div 50\%$ . Импульс частицы в спектрометре измерялся по отклонению в магнитном поле при помощи дрейфовых камер с точностью  $\pm 1\%$ . Сорт частиц определялся при помощи пороговых черенковских счетчиков и время-пролетной методики.

Обработка экспериментальных данных выполнена по процедуре, описанной в наших работах<sup>1, 4</sup>. Фон от стенок мишени во всей области  $\Delta$  не превышал 8%, а значения величины  $R$  для пустой мишени при  $\Delta = 1$  ГэВ/с и  $\Delta = 1,7$  ГэВ/с оказались близкими к результатам для водорода. Поэтому при вычислении  $R$  фон от стенок мишени не учитывался.

### Зависимость функции корреляции $R$ от $\Delta$

$\Delta$ , ГэВ/с	$h^+h^-$	$\pi^+\pi^-$	$pp$	$\pi^+p$	$p\pi^+$
0	$11,3 \pm 0,6$	$10,5 \pm 1,2$	$11,4 \pm 1,5$	$11,7 \pm 1,0$	$11,7 \pm 1,0$
0,376	$11,0 \pm 0,6$	$9,3 \pm 1,1$	$11,3 \pm 1,5$	$10,8 \pm 1,1$	$12,2 \pm 1,5$
1,058	$6,5 \pm 0,4$	$5,8 \pm 0,5$	$6,0 \pm 1,0$	$6,4 \pm 0,8$	$7,9 \pm 1,2$
1,559	$4,2 \pm 0,8$	$4,6 \pm 1,6$	$3,8 \pm 1,2$	$4,1 \pm 1,2$	$4,1 \pm 1,6$
2,107	$5,4 \pm 1,0$	$4,3 \pm 1,7$	$5,2 \pm 2,5$	$6,4 \pm 1,8$	$6,8 \pm 5,0$

Зависимость функции корреляции  $R$  от величины  $\Delta$  для различных пар адронов представлена в таблице. Приведены только статистические ошибки. Функция  $R$  для  $h^+h^-$ -пар адронов более чем в два раза уменьшается в выбранном диапазоне  $\Delta$ . Характер зависимости функции корреляции от  $\Delta$  для  $\pi^+\pi^-$ ,  $pp$ - и  $\pi^+p$ -пар такой же как и для  $h^+h^-$ -пар, т.е. не наблюдается выделенности  $R$  для указанных сортов частиц.

На основе измеренной функции  $R$ , используя значения сечений инклюзивного образования адронов, полученные в наших работах<sup>4, 5</sup>, мы определили также величину инвариантного сечения образования пар адронов. Зависимость этого сечения от величины  $\Delta$  для  $\pi^+\pi^-$ ,  $pp$ - и  $\pi^+p$ -пар показана на рис.1 — рис.3. Характер зависимости приблизительно такой же как и для функции корреляции.

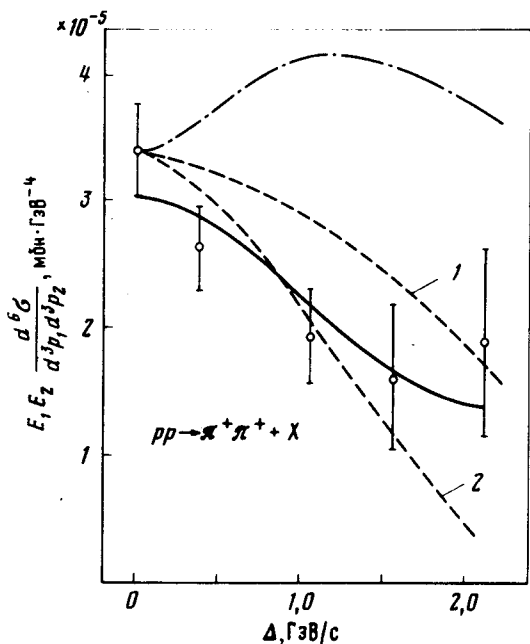


Рис.1. Зависимость инвариантного сечения образования  $\pi^+\pi^+$ -пар от величины  $\Delta$ . Расчет по модели без фрагментации (сплошная кривая). Расчет по модели жесткого  $qq \rightarrow qq$  рассеяния (пунктирные кривые: 1 — при  $K_T = 0,8$  ГэВ/с, 2 — при  $K_T = 0,6$  ГэВ/с). Расчет по КХД-модели (штрих-пунктирная кривая)

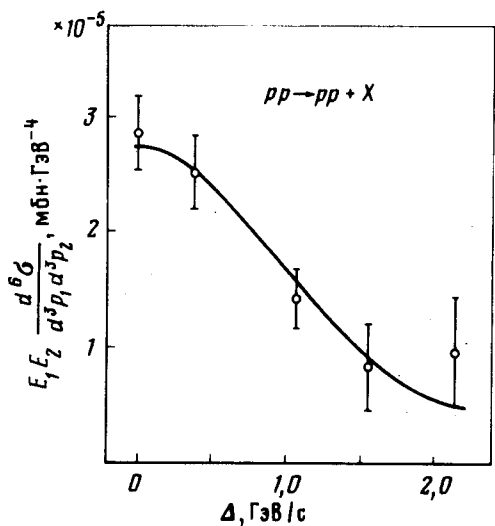


Рис.2

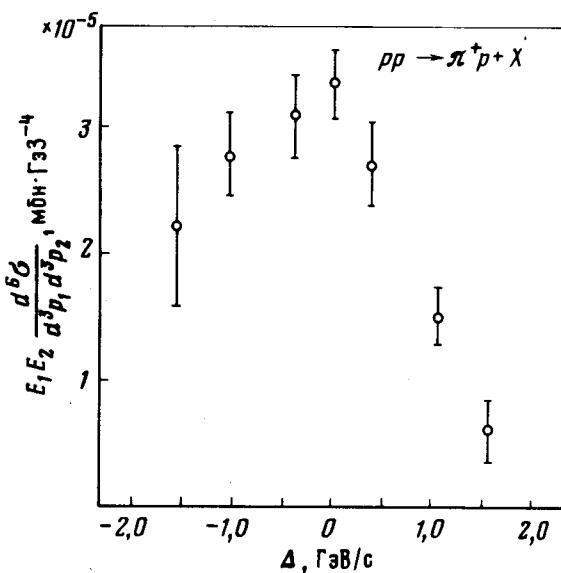


Рис.3

Рис.2. Зависимость инвариантного сечения образования  $pp$ -пар от величины  $\Delta$ . Кривая — расчет по модели без фрагментации

Рис.3. Зависимость инвариантного сечения образования  $\pi^+p$  ( $\Delta > 0$ )- и  $p\pi^+$  ( $\Delta < 0$ )-пар от величины  $\Delta$

Экспериментальные результаты по зависимости инвариантного сечения от разности поперечных импульсов для несимметричных пар адронов можно попытаться понять с точки зрения партонного механизма образования частиц. Согласно некоторым моделям, таким, как КХД-модель <sup>6</sup>, партоны после жесткого рассеяния образуют струи адронов. В этом случае несимметрия по импульсу адронов является следствием двух причин внутреннего по-

речного движения партонов и их фрагментации в адроны. Если же партоны имеют квантовые числа адронов, то последние образуются без стадии фрагментации. Причина асимметрии импульсов остается одна — внутреннее поперечное движение партонов. Вариант такого образования пары протонов рассматривался в нашей работе <sup>2</sup>.

На рис. 1 штрих-пунктиром нанесена кривая, полученная из КХД-модели <sup>6</sup> при  $\langle K_T \rangle = 0,8$  ГэВ/с и  $E = 70$  ГэВ. Теоретическая кривая нормирована на значение сечения образования симметричной  $\pi^+ \pi^-$ -пары. Видно, что КХД-модель не описывает экспериментальные данные. Сечение в зависимости от  $\Delta$  не только не уменьшается, но имеет даже некоторый подъем при малых  $\Delta$ . Этот подъем связан с тем, что кварки и глюоны имеют разные функции фрагментации, а вклад  $qg \rightarrow qg$  рассеяния в нашей области энергий и поперечных импульсов велик. Для согласия КХД-модели с экспериментальными данными необходимо существенно уменьшить вклад кварк-глюонного рассеяния, либо сделать функцию фрагментации глюонов более жесткой, уменьшив в обоих случаях значение поперечного импульса партонов. Заметим также, что предсказания КХД-модели более чем на порядок величины отличаются от экспериментальных сечений образования симметричных пар пионов <sup>1</sup>. Тенденция отклонения предсказаний КХД-модели в области  $M < 5$  ГэВ/с просматривается и из работы <sup>7</sup>, выполненной при энергии 400 ГэВ.

Сечение образования пары частиц без фрагментации в зависимости от величины  $\Delta$  описывается формулой <sup>8</sup>:

$$\sigma_{12}(M, \Delta) = \sigma_{12}(M', 0) \frac{M'}{M} \exp \left[ - \frac{\Delta^2}{2 \langle K_T^2 \rangle} \right], \quad (2)$$

где  $M = \sqrt{M'^2 - \Delta^2}$ ,  $\langle K_T^2 \rangle$  — средний квадрат внутреннего поперечного импульса партона,  $\sigma_{12}(M', 0)$  — сечение образования симметричной пары частиц. Удовлетворительное описание наших экспериментальных данных достигается при  $\langle K_T \rangle = 0,62 \pm 0,03$  ГэВ/с для  $\pi^+ \pi^-$ -пары и  $\langle K_T \rangle = 0,58 \pm 0,03$  ГэВ/с для  $pp$ -пары, что согласуется со значением  $\langle K_T \rangle = 0,51 \pm 0,05$ , получаемых из зависимости  $\langle K_T^2 \rangle = (0,0144 \pm 0,0011) \sqrt{S} P_T + (0,075 \pm 0,060)$ , найденной в работе <sup>9</sup>, где изучалось образование струй адронов в  $pp$ -взаимодействиях.

#### Литература

1. Абрамов В.В., Балдин Б.Ю., Бузулуцков А.Ф., Битюков С.И., Вражнов Ю.Н., Глебов В.Ю., Дышкант А.С., Евдокимов В.Н., Змушко В.В., Криницын А.Н. Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, 621.
2. Абрамов В.В., Балдин Б.Ю., Бузулуцков А.Ф., Битюков С.И., Вражнов Ю.Н., Глебов В.Ю., Дышкант А.С., Евдокимов В.Н., Змушко В.В., Криницын А.Н. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 475.
3. Абрамов В.В. и др. Препринт ИФВЭ 81-46, Серпухов, 1981.
4. Abratov V.V. et al. Nucl. Phys., 1980, B173, 348.
5. Абрамов В.В., Алексеев А.В., Балдин Б.Ю., Битюков С.И., Вражнов Ю.Н., Глебов В.Ю., Дышкант А.С., Евдокимов В.Н., Змушко В.В., Криницын А.Н. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 304.
6. Feynman R.P., Field R.D., Fox G. Phys. Rev., 1978, D18, 3320.
7. Jostlein H. et al. Phys. Rev., 1979, D20, 53.
8. Gunion J.F., Petersson B. Phys. Rev., 1980, D22, 629.
9. Corcoran H. et al. Phys. Rev., 1980, D21, 641.

Поступила в редакцию

16 июня 1983 г.