

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРТОН-ПАРТОННОГО РАССЕЯНИЯ, ПОЛУЧЕННОЕ ИЗ ОБРАЗОВАНИЯ АДРОННЫХ ПАР В pp -СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ $\sqrt{s} = 11,5 \text{ ГэВ}$

*А.А.Волков, А.В.Кострицкий, В.В.Абрамов, Б.Ю.Баддль,
А.Ф.Бузулуцков, В.Ю.Глебов, П.И.Гончаров, А.Н.Гуржиев,
А.С.Дышкант, В.Н.Евдокимов, А.О.Ефимов, Ю.П.Корнеев,
А.Н.Криницин, В.И.Крышкин, Ю.М.Мельник, В.М.Подставка,
А.И.Ронжин, Р.М.Суляев, Л.К.Турчанович, В.В.Чураков, А.Е.Якутин*

*Институт физики высоких энергий
142284, Протвино, Московская обл.*

Поступила в редакцию 23 апреля 1992 г.

На двухплечевом спектрометре измерена угловая зависимость сечений образования симметричных адронных пар с эффективной массой в диапазоне от 2,95 до 4,7 ГэВ/ c^2 . Экспериментальные данные сравниваются с расчетами по модели, основанной на КХД.

Угловая зависимость сечений партон-партонного рассеяния в адронных столкновениях является важной характеристикой сильного взаимодействия. Но изучение данной зависимости связано с принципиальной трудностью, обусловленной тем, что партоны – кварки, глюоны и, возможно, более тяжелые объекты, например, дикварки – не существуют в свободном состоянии. Экспериментальная проверка углового поведения сечений партон-партонного рассеяния была выполнена в работах ¹⁻⁴ (CERN) и ⁵ (FNAL). В экспериментах ³⁻⁵ импульсы рассеявшихся партонов восстанавливались наиболее прямым способом: по кинематике струй в двухструйных событиях, а в ¹⁻² – по импульсам зарегистрировавшихся адронов. Угловое поведение сечений хорошо описывается КХД партонной моделью в первом порядке теории возмущений.

Выделение адронных струй при энергии Серпуховского ускорителя является весьма сложной задачей. Однако, если вместо струй регистрировать симметричные идентифицированные адронные пары с большими P_T , то угловые зависимости не должны сильно измениться, так как экспериментально было показано ¹, что благодаря "trigger bias" при значениях $x_T = 2P_T/\sqrt{s}$, больших 0,2, адрон уносит основную долю импульса струи (70–90%) и его направление очень близко к направлению фрагментирующего партона. Регистрация симметричной пары адронов позволяет избежать влияния внутреннего поперечного импульса партонов k_T в сталкивающихся адронах на угловую зависимость сечений ⁶. Кроме того, процесс фрагментации приводит к тому, что адрон с большим P_T в большинстве случаев содержит рассеявшийся партон. Следовательно, квантовые числа такого адрона частично должны отражать аромат фрагментирующего партона ⁷, в то время как из струи на практике очень сложно извлечь информацию о природе ее прародителя. При относительно невысоких энергиях можно ожидать больших эффектов нарушения скейлинга и влияния дикварков ^{8,9}.

Данная работа посвящена изучению образования h^+h^- -пар, где $h = (\pi, K, p)$, в pp -соударениях в зависимости от θ^* – угла рассеяния пары в системе центра масс (СЦМ) сталкивающихся протонов.

Измерения были выполнены на двухплечевом поворотном спектрометре, подробное описание которого представлено в ¹⁰, при энергии в СЦМ pp -столкновений, равной 11,5 ГэВ. Пучок протонов интенсивностью до 10^9 п/с падал на водородную мишень длиной 40 см и затем попадал на поглотитель.

Положение пучка на мишени и его интенсивность измерялись при помощи многоканальных ионизационных камер и камер со сплошными электродами. Абсолютная калибровка камер осуществлялась при пониженной интенсивности пучка при помощи сцинтилляционных и черенковских счетчиков, установленных на пучке. Точность калибровки камер составляла 10%. Основой спектрометра служил двухзазорный магнит с углом между осями зазоров 320 мрад. Это обеспечивало регистрацию образующихся в мишени пар частиц, разлетающихся под углом близким к 180° между ними в СЦМ pp -соударений при $\sqrt{s} = 11,5$ ГэВ. Координаты траектории частицы после магнита измерялись дрейфовыми камерами. Идентификация частиц (π , K и p) осуществлялась спектрометрами колец черенковского излучения (СКОЧ) ¹¹ при известном импульсе, вычисленном по отклонению траектории движения частицы в поле магнита. Для подавления счета от электромагнитных ливней в конце каждого плеча спектрометра располагался поглотитель из свинца толщиной 30 см, за которым стоял сцинтилляционный счетчик, включенный в триггер. Триггер одного плеча спектрометра вырабатывался совпадением сигналов с 4-х сцинтилляционных счетчиков, а триггер двух плеч – совпадением одиночных триггеров.

Весь спектрометр мог вращаться в горизонтальной плоскости вокруг центра мишени на угол до 60 мрад. Измерения выполнены для трех значений угла между осью пучка и осью спектрометра: 0, 30 и 60 мрад.

Обработка экспериментальных данных включала в себя геометрическую реконструкцию треков, определение импульсов и углов вылета частиц из мишени, идентификацию сорта частиц по радиусу кольца черенковского излучения в СКОЧ. Затем производилось вычитание фоновых событий и вносились поправки на эффективность регистрации частиц разного сорта. При вычислении сечений использовались результаты моделирования эксперимента методом Монте-Карло.

Для анализа угловой зависимости сечений были выбраны адронные пары, удовлетворяющие следующим требованиям:

1. $P_{T1} + P_{T2} > 2,2$ ГэВ/с, где P_{T1} и P_{T2} – поперечные импульсы первого и второго адронов;

2. $|P_{T1} - P_{T2}| < 0,6$ ГэВ/с;

3. $160^\circ < |\phi_1 - \phi_2| < 180^\circ$, где ϕ_1 и ϕ_2 – азимутальные углы адронов.

Абсолютное значение продольного импульса в СЦМ pp -столкновений для всех пар, удовлетворявших выше указанным условиям, не превышало 1 ГэВ/с.

Форма угловой зависимости образования адронных пар в pp -соударениях, вытекающая из КХД модели в первом порядке теории возмущений, имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{dz} / \frac{d\sigma}{dz} \Big|_{z=0} = 0,5 \{ (1-z)^{-n} + (1+z)^{-n} \}, \quad (1)$$

где n – параметр, а $z = \cos \theta^*$. Угол рассеяния пары адронов θ^* в СЦМ вычислялся по формуле

$$\cos \theta^* = \frac{\sin \left(\frac{\theta_1 + \theta_2}{2} \right)}{\sin \left(\frac{\theta_1 - \theta_2}{2} \right)},$$

где θ_1 и θ_2 – полярные углы первого и второго адронов в СЦМ сталкивающихся протонов. Следует отметить, что значение параметра \tilde{n} для квадратов матричных элементов $qq \rightarrow qq$, $qg \rightarrow qg$ и $gg \rightarrow gg$ процессов в указанном приближении примерно равно 2.

Экспериментальные данные для всех сортов пар в зависимости от эффективной массы описывались функцией (1). Значения параметров n и величин χ^2 , отнесенных к числу степеней свободы, представлены в таблице.

Сорт пары	Масса (ГэВ/с ²)	n	$\chi^2/\text{ст.св.}$
$\pi^+\pi^-$	2,95	$2,65 \pm 0,18$	0,42
	3,40	$3,05 \pm 0,14$	0,42
	4,00	$3,16 \pm 0,24$	0,53
	4,70	$4,13 \pm 0,63$	0,47
π^+K^-	2,95	$2,65 \pm 0,18$	1,36
	3,40	$3,17 \pm 0,48$	0,08
	4,00	$3,49 \pm 0,73$	0,08
	4,70	$6,13 \pm 1,76$	0,78
$K^+\pi^-$	2,95	$2,32 \pm 0,41$	0,99
	3,40	$2,97 \pm 0,23$	1,08
	4,00	$3,50 \pm 0,39$	0,37
	4,70	$5,44 \pm 0,94$	0,22
K^+K^-	2,95	$2,12 \pm 0,74$	0,67
	3,40	$2,71 \pm 0,36$	0,87
	4,00	$2,37 \pm 0,76$	2,47
$p\pi^-$	2,95	$3,69 \pm 0,21$	1,04
	3,40	$3,71 \pm 0,11$	0,29
	4,00	$3,90 \pm 0,16$	1,55
	4,70	$4,10 \pm 0,37$	1,32
$\pi^+\bar{p}$	3,40	$3,42 \pm 0,46$	1,20
	4,00	$4,45 \pm 0,74$	1,00
pK^-	2,95	$4,33 \pm 0,73$	1,54
	3,40	$3,77 \pm 0,23$	1,60
	4,00	$3,55 \pm 0,39$	2,53
	4,70	$4,31 \pm 0,28$	0,18
$p\bar{p}$	4,00	$3,64 \pm 0,65$	0,69

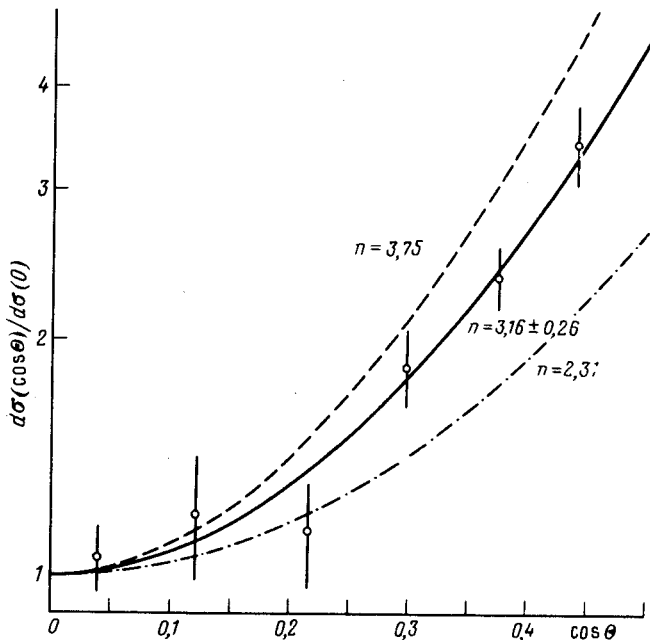
Для сравнения экспериментальных результатов с моделью жесткого упругого рассеяния партонов в теории с векторным глюоном (КХД) был проведен расчет угловой зависимости сечений $\pi^+\pi^-$ -пар в низшем порядке теории возмущений КХД с массой пары $4\text{ГэВ}/c^2$ ¹². Вычисления производились с использованием следующих значений параметров модели: КХД параметр Λ был выбран равным $0,4\text{ГэВ}/c$, средний поперечный импульс партонов в сталкивающихся протонах $\langle k_T \rangle_{h-q} = 800\text{МэВ}/c$, средний поперечный импульс адронов в струе $\langle k_T \rangle_{q-h} = 400\text{МэВ}/c$, регуляризирующий параметр для устранения расходимостей при малых передачах импульса $m^2 = 1\text{ГэВ}^2$.

На рисунке показана угловая зависимость образования $\pi^+\pi^-$ -пар с массой $4\text{ГэВ}/c^2$, полученная по экспериментальным данным, и расчетные значения из работы¹²: штриховая линия – для КХД модели с учетом нарушения скейлинга при $\sqrt{s} = 11,5\text{ГэВ}$, штрих-пунктирная – для КХД без учета нарушения скейлинга при $Q^2 = 4\text{ГэВ}^2$. Из рисунка видно, что нарушение скейлинга при данной энергии существенно сказывается на степень угловой зависимости для π -мезонных пар, и качественно теоретические расчеты согласуются с экспериментальными результатами. Их количественное соответствие зависит от выбора параметров теоретической модели, используемых ею приближений, а также выбора функции фрагментации.

Угловое поведение сечений в случае абелевой теории со скалярным глюоном выражено значительно слабее ($n \sim 1$)^{3,4} и, следовательно, не может описывать экспериментальные данные, представляемые в данной работе.

Качественное сравнение параметров n угловой зависимости для всех сортов пар показывает:

1. Значение n для протон-содержащих пар систематически больше значения для мезонных пар, так, например, среднее значение $\langle n \rangle_{\pi-p} = 3,77 \pm 0,08$, а



Угловая зависимость образования $\pi^+\pi^-$ пар с массой $4\text{ГэВ}/c^2$. Сплошная линия – аппроксимация экспериментальных данных функцией (1), штриховая – расчет по КХД модели с учетом нарушения скейлинга, штрих-пунктирная – для КХД без учета нарушения скейлинга при $Q^2 = 4\text{ГэВ}^2$

$\langle n \rangle_{\pi^+\pi^-} = 2,97 \pm 0,10$, $\langle n \rangle_{K^+K^-} = 2,56 \pm 0,30$.

2. Для всех протон-содержащих пар значение n практически не зависит от массы пары, в то время как для мезонных пар (кроме K^+K^-) отмечается некоторое увеличение n с ростом массы.

3. K^+K^- -система выделяется среди чисто мезонных пар, так как для нее n не зависит от массы и ближе к 2.

Полученные результаты не противоречат ранее опубликованным данным по измерению угловых зависимостей сечений для $\pi^0\pi^0$ пары ¹ и двухструйных событий ³⁻⁵.

В заключение авторы пользуются возможностью поблагодарить дирекцию ИФВЭ за поддержку работы, сотрудников отделов кольцевого ускорителя, вывода, пучков за тот вклад, который сделал эту работу возможной.

1. A.L.S.Angelis, H.-J.Besch, B.J.Blumenfeld et al., Nucl. Phys. B **209**, 284 (1982).
2. A.Breakstone, R.Campanini, H.B.Crawley et al., Preprint CERN-EP/90-74, 1990.
3. G.Arnison, C.Albajar, M.G.Albrow et al., Phys. Lett. B **177**, 244 (1986).
4. P.Bagnaia, M.Banner, R.Battiston et al., Phys. Lett. B **144**, 283 (1984).
5. F.Abe, D.Amidei, G.Apollinari et al., Phys. Rev. Lett. **62**, 3020 (1989).
6. R.Baier, J.Engeles, and B.Peterson, Z. Phys. **2**, 265 (1979).
7. A.Breakstone, R.Campanini, H.B.Crawley et al., Z. Phys. C **25**, 21 (1984).
8. V.T.Kim, Mod. Phys. Lett. A **3**, 909 (1988).
9. S.Fredrikson, Proceed. of the 8 Intern. seminar on high energy phys. probl., 1987.-JINR-D-1, 2-86-68.-V.2.
10. V.V.Abramov, B.Yu.Baldin, A.F.Buzulutskov et al., Preprint IHEP, OMMC 91-144, Protvino, 1991. Submitted to PTE.
11. V.V.Abramov, A.V.Alekseev, B.Yu.Baldin et al., NIM A **235**, 497 (1985).
12. В.В.Змушко, Р.М.Суляев, ЯФ **48**, 1423 (1988).