

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Б 42

P1-88-469 \approx

Ц.Баатар*, И.А.Ивановская, Л.Сэрдамба*,
Д.Тувдендорж*, Р.Тогоо

ЗАВИСИМОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИК π^+ -МЕЗОНОВ,
ОБРАЗОВАННЫХ В π^- -С-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ 40 ГэВ/с, ОТ ПОЛНОЙ ЭНЕРГИИ
В СИСТЕМЕ ЦЕНТРА МАСС
И КХД ПОЛУЖЕСТКОГО ПРОЦЕССА

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Институт физики и техники АН МНР, Улан-Батор

ВВЕДЕНИЕ

Изучение процесса множественного рождения вторичных частиц в адрон-нуклонных и адрон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях имеет большое значение для понимания механизма сильных взаимодействий и внутренней кварк-глюонной структуры сталкивающихся объектов.

Эксперименты при высоких энергиях характеризуются большим значением величины полной энергии в системе центра масс w , определяемой следующей формулой:

$$w = \sqrt{S}, \quad /1/$$

$$S = (p_a + p_b)^2 = 2E_a m_b + m_a^2 + m_b^2, \quad /2/$$

где p_a и p_b - четырехмерные импульсы взаимодействующих объектов, E_a - энергия налетающей частицы, m_a и m_b - массы снаряда и мишени. Из формулы /2/ видно, что при больших энергиях величина S в основном определяется произведением энергии налетающей частицы и массы мишени. Это означает, что большое значение полной энергии достигается или путем увеличения энергии налетающей частицы, или подбором большого значения массы мишени.

В адрон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях в процессе столкновения могут эффективно участвовать несколько нуклонов ядра-мишени, то есть получается большое значение массы мишени по сравнению с адрон-нуклонным взаимодействием. Масса мишени /в единицах нуклонной массы/ определяется следующим образом:

$$M_t = \frac{\sum_{i=1}^n (E - p_{||})_i}{m_p}, \quad /3/$$

где E и $p_{||}$ - энергия и продольный импульс вторичной частицы, n - число вторичных частиц, m_p - масса протона.

Проведенный в работе /1/ анализ показал, что численное значение массы мишени для π^- -С-взаимодействий при 40 ГэВ/с, вычисленное по формуле /3/ для заряженных частиц, достигает 8-нуклонных масс. Это дает нам возможность получения больших значений полной энергии в системе центра масс:

$$S_{\pi^- C} \approx S_{\pi^- p} \cdot M_t^{ch}, \quad S_{\pi^- p} \approx 2E_{\pi^-} m_p. \quad /4/$$

Настоящая работа является прямым продолжением предыдущей работы /1/. В ней исследуются зависимости от полной энергии $w_{\pi^- C} = \sqrt{S_{\pi^- C}}$ средних значений множественности и поперечных импульсов вторичных π^\pm -мезонов, образованных в π^- -С-взаимодействиях при 40 ГэВ/с. Полученные результаты сравниваются с теоретическими предсказаниями КХД полужесткого процесса /2/.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальный материал был получен с помощью двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, облученной пучком π^- -мезонов с импульсом 40 ГэВ/с на серпуховском ускорителе. В работе исследуются характеристики вторичных пионов, образованных в следующих реакциях:



Статистика событий, использованных в этой работе, составляет 11048 π^- -С-взаимодействий. Методические особенности эксперимента подробно описаны в работе /1/.

О ПОЛУЖЕСТКОМ ПРОЦЕССЕ

В работе /2/ была описана довольно простая и наглядная картина пространственно-временного развития процесса множественного рождения частиц. Было показано, что в адрон-адронных взаимодействиях при высоких энергиях вторичные частицы образуются как в результате жесткого столкновения, так и в результате полужесткого процесса. Под полужестким процессом понимается столкновение, в котором небольшая часть первоначальной энергии участвует в жестком соударении, то есть идет процесс с малым значением фейнмановской переменной $x/x \ll 1/$.

Типичное адрон-адронное взаимодействие считается мягким процессом, который происходит на больших расстояниях между сталкивающимися объектами $r^{(soft)} \sim R_{hadron}$, где теория возмущений /TB/ КХД не может быть применена, и имеет большое сечение $\sigma^{(soft)} \sim R_h^2$. С другой стороны, широко обсуждаемый в последние годы жесткий процесс является процессом, в котором сильно виртуальный объект $q^2 \gg 1/R_h^2$, и поэтому с малым размером порядка $1/\sqrt{q^2} \ll R_h$ взаимодействует с адроном и в результате взаимодействия образуется частица с $x \sim 1$. Такой процесс происхо-

дит на малом расстоянии $r^{(hard)} \sim 1/\sqrt{q^2}$, и поэтому может анализироваться с помощью ТВ КХД. Сечение этого процесса является малой величиной $\sigma^{(hard)} \sim 1/q^2 \ll R_h^2$. Однако процесс, который авторы^{/2/} называют полужестким, в котором небольшая часть первичного адрона $x \ll 1$ участвует в жестком соударении, не является редким, так как при $x \ll 1$ может быть много партонов с малыми размерами порядка $1/\sqrt{q^2}$ и с малым сечением $\sigma_{parton} \sim 1/q^2$. Полное сечение этого процесса может быть достаточно большим, то есть $\sigma^{(semihard)} \sim R_h^2$. Отсюда видно, что полужесткий процесс имеет нечто общее с мягким процессом, но не является таковым, так как полужесткие процессы происходят на малых расстояниях, порядка $r^{(semihard)} \sim 1/\sqrt{q^2} \ll R_h$ и, следовательно, их можно вычислять по ТВ КХД.

Таким образом, в теоретической работе^{/2/} впервые было показано, что полужесткое соударение не является редким процессом и типичное адронное взаимодействие $/с \sigma \sim R_h^2/$ может быть исследовано с помощью ТВ КХД.

Согласно основной идее этой работы в результате полужесткого соударения образуются глюонные струи с относительно большими поперечными импульсами

$$q_t \sim e^{b\sqrt{\ln S}} \quad /6/$$

и сечением, сравнимым с геометрическим размером адронов /то есть с $\sigma_{tot}/$. Это приводит к увеличению среднего значения поперечных импульсов /или квадратов поперечных импульсов/ вторичных частиц с увеличением полной энергии S :

$$\langle p_t \rangle \sim e^{b\sqrt{\ln S}}, \quad /7/$$

$$\langle p_t^2 \rangle \sim e^{2b\sqrt{\ln S}}, \quad /8/$$

а также к росту среднего значения множественности вторичных частиц:

$$\langle n \rangle \sim e^{2b\sqrt{\ln S}}. \quad /9/$$

Согласно теоретической оценке параметр $b = 1,26^{/2/}$.

ЗАВИСИМОСТЬ СРЕДНИХ ХАРАКТЕРИСТИК π^\pm -МЕЗОНОВ ОТ ЭНЕРГИИ В СИСТЕМЕ ЦЕНТРА МАСС

С целью изучения энергетической зависимости и сравнения с предсказанием теоретической модели^{/2/} на рис. 1 приводится зависимость средних значений множественности вторичных π^\pm -ме-

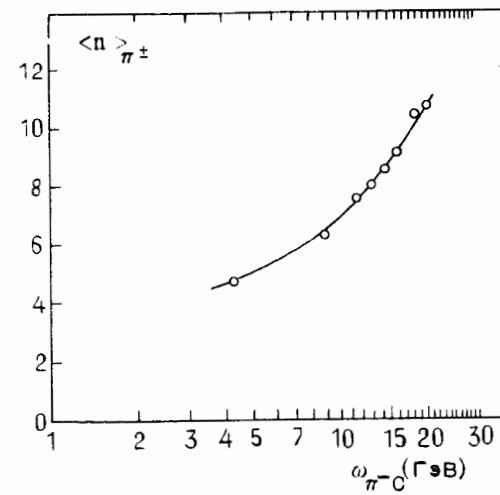


Рис. 1. Зависимость средней множественности π^\pm -мезонов от полной энергии в системе центра масс. Кривая - результат аппроксимации экспериментальных данных формулой /10/.

зонов, образованных в π^-C -взаимодействиях при 40 ГэВ/с, от величины полной энергии в системе центра масс $w_{\pi-C} = \sqrt{S_{\pi-C}}$, вычисленной по формуле /4/. Экспериментальные данные взяты из работы^{/1/}.

В соответствии с предсказанием теоретической модели /формула /9// экспериментальная зависимость была аппроксимирована формулой

$$\langle n_{\pi^\pm} \rangle = n_0 + a e^{2b\sqrt{\ln S_{\pi-C}}}. \quad /10/$$

Были получены следующие значения параметров: $n_0 = 3,83 \pm 0,18$, $a = 0,0086 \pm 0,0048$ и $b = 1,37 \pm 0,12$. При этом χ^2 на одну степень свободы получилось равным 0,76. Видно, что формула /10/ хорошо описывает экспериментальную зависимость средней множественности от величины $w_{\pi-C}$ и параметр b в пределах ошибки согласуется с теоретической оценкой $/b_{теор} = 1,26/$.

На рис. 2а,б приводятся зависимости средних значений поперечных импульсов и квадратов поперечных импульсов π^\pm -мезонов из реакции /5/ от полной энергии $w_{\pi-C}$.

В соответствии с теоретическими формулами /7/ и /8/ эти зависимости были аппроксимированы формулами следующего вида:

$$\langle p_t \rangle = \langle p_{ot} \rangle + a_1 e^{b_1 \sqrt{\ln S_{\pi-C}}}, \quad /11/$$

$$\langle p_t^2 \rangle = \langle p_{ot}^2 \rangle + a_2 e^{b_2 \sqrt{\ln S_{\pi-C}}}. \quad /12/$$

Полученные значения параметров и χ^2 на одну степень свободы приведены в табл. 1 и 2. Из рис. 2а,б и табл. 1 и 2 видно, что зависимости средних значений поперечных импульсов и квадратов поперечных импульсов от полной энергии в системе центра

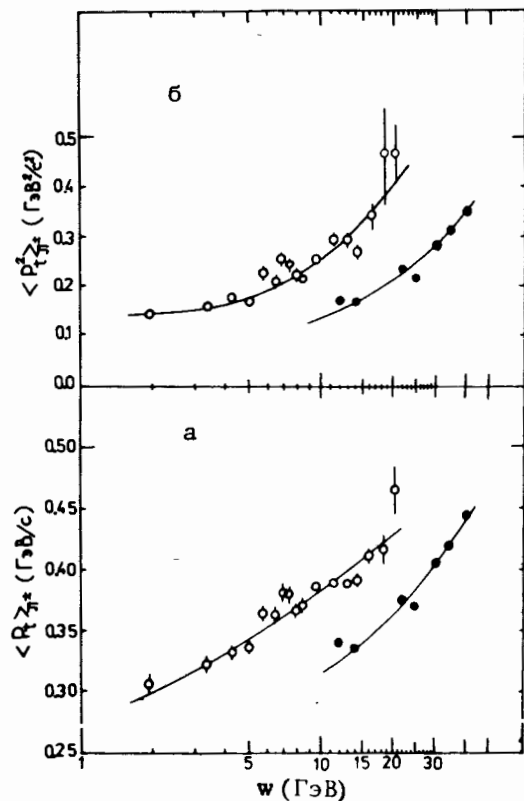


Рис. 2. Зависимость от полной энергии в системе центра масс а/ средних значений поперечных импульсов, б/ средних значений квадратов поперечных импульсов π^\pm -мезонов, образованных в π^-C -взаимодействиях (O) и e^+e^- -аннигиляции (\bullet). Кривые - результат аппроксимации экспериментальных данных формулами /11/ и /12/ соответственно.

масс w_{π^-C} хорошо описываются формулами /11/ и /12/. При этом значения параметров b_1 и b_2 в пределах ошибок не противоречат теоретической оценке $b_1 \approx b_2/2 \approx b_{\text{теор}} = 1,26/$.

С целью сравнения наших экспериментальных результатов с соответствующими данными из других экспериментов на рис.2а,б приводятся также зависимости от полной энергии в системе центра масс $w_{e^+e^-}$ средних значений поперечных импульсов и квадратов поперечных импульсов заряженных частиц, образованных в e^+e^- -аннигиляции. Экспериментальный материал был взят из работы /3/. Эксперимент проведен при 7 различных значениях полной энергии /от 12 до 41,5 ГэВ/. Сплошные кривые на рис. 2а,б соответствуют аппроксимации экспериментальных зависимостей формулами /11/ и /12/. Численные значения параметров и χ^2 на одну степень свободы приводятся в табл. 1 и 2. Из этих таблиц видно, что так же, как и в случае π^-C -взаимодействий, энергетическая зависимость средних значений поперечных импульсов и квадратов поперечных импульсов вторичных заряженных частиц, образованных в e^+e^- -аннигиляции, может быть описана формулами /11/ и /12/, однако с другими значениями параметров b_1 и b_2 , чем для π^-C -взаимодействий.

Следует отметить, что средние значения поперечных импульсов π^\pm -мезонов в π^-C -взаимодействиях существенно больше, чем в e^+e^- -аннигиляции при таких же полных энергиях w .

РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО КВАДРАТАМ ПОПЕРЕЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ

На рис. 3 представлены распределения по квадратам поперечных импульсов вторичных π^\pm -мезонов из π^-C -взаимодействий для двух различных интервалов полной энергии в с.ц.м.: $w_{\pi^-C} \leq 8,7$ ГэВ и $17,4 \leq w_{\pi^-C} \leq 19,5$ ГэВ, что соответствует интервалам по массе мишени 0÷1 и 4÷5. Из рис. 3 видно, что с увеличением w_{π^-C} распределение по квадратам поперечных импульсов заметно уширяется. Такое поведение распределения по p_t^2 для π^-C -взаимодействий качественно согласуется с энергетической зависимостью этого распределения, полученной для адрон-адронных взаимодействий, и e^+e^- -аннигиляции /4,5/.

Согласно КХД уширение распределения по квадратам поперечных импульсов вторичных частиц с увеличением w объясняется тормозным излучением мягких и жестких глюонов, образующихся в процессе столкновения.

На основе кварк-партонной модели /6,7/ инвариантное дифференциальное сечение взаимодействия двух объектов /I и II/ может быть записано в следующем виде:

Таблица 1
Значения параметров в формуле /11/ для $\langle p_t \rangle$

Реакция	$\langle p_{ot} \rangle$	a_1	b_1	$\chi^2/\text{ст.св.}$
π^-C	$0,246 \pm 0,035$	$0,017 \pm 0,02$	$0,96 \pm 0,30$	0,8
e^+e^-	$0,253 \pm 0,035$	$0,00093 \pm 0,00014$	$1,95 \pm 0,56$	1,2

Таблица 2
Значения параметров в формуле /12/ для $\langle p_t^2 \rangle$

Реакция	$\langle p_{ot}^2 \rangle$	a_2	b_2	$\chi^2/\text{ст.св.}$
π^-C	$0,132 \pm 0,015$	$0,0006 \pm 0,0002$	$2,5 \pm 0,5$	0,8
e^+e^-	$0,113 \pm 0,016$	$0,000020 \pm 0,000005$	$3,5 \pm 0,5$	1,0

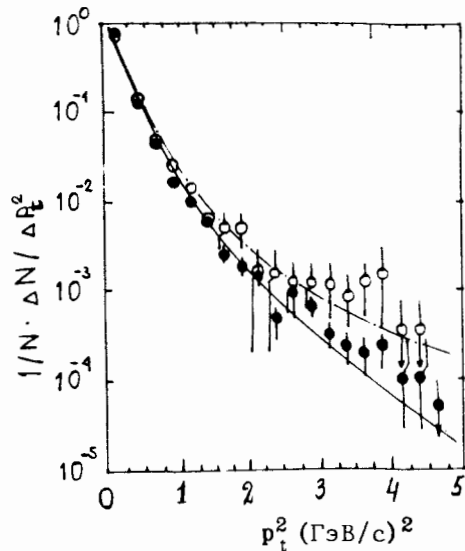


Рис. 3. Распределения по квадратам поперечных импульсов π^\pm -мезонов, образованных в π^-C -взаимодействиях, для двух интервалов полной энергии в системе центра масс: $w_{\pi-C} \leq 8,7$ ГэВ (●), $17,4 \leq w_{\pi-C} \leq 19,5$ ГэВ (○). Кривые - результат аппроксимации экспериментальных данных формулой /16/.

$$E \frac{d\sigma}{d\vec{p}} \sim F_I(x, z) F_{II}(x, z) \mathcal{D}(x, z) \frac{d\sigma}{dp_t^2}, \quad /13/$$

где $x = \frac{2p_{t1}}{\sqrt{S}}$, $z = \frac{2p_t}{\sqrt{S}}$, $F_I(x, z)$ и $F_{II}(x, z)$ - структурные функции взаимодействующих объектов, $\mathcal{D}(x, z)$ - функция фрагментации партонов в адроны, $\frac{d\sigma}{dp_t^2}$ - сечение партон-партонного взаимодействия. Функции $F_I(z)$ и $\mathcal{D}(z)$ часто параметризуют следующим образом /8/:

$$F_i(z) \sim \frac{(1-z)^{m_1}}{z^{n_1}}, \quad /14a/$$

$$\mathcal{D}(z) \sim \frac{(1-z)^{m_2}}{z^{n_2}}. \quad /14b/$$

Сечение партон-партонного взаимодействия имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dp_t^2} \sim \frac{\alpha_S(Q^2)}{p_t^4}. \quad /15/$$

Исходя из зависимостей /14/÷/15/ экспериментальные распределения по поперечным импульсам были описаны формулой следующего вида:

$$\frac{1}{N} \frac{\Delta N}{\Delta p_t^2} = A \frac{(1-z)^m}{z^n}. \quad /16/$$

Численные значения параметров A , m , n и χ^2 на одну степень свободы приведены в табл. 3. Из этой таблицы видно, что с увеличением полной энергии $w_{\pi-C}$ параметр m существенно возрастает, а параметр n практически остается постоянным. Результат аппроксимации представлен на рис. 3.

Таблица 3

Значения параметров в формуле /16/

$w_{\pi-C}$, ГэВ	A	m	n	$\chi^2/\text{ст. св.}$
$w \leq 8,7$	$0,017 \pm 0,006$	$11,5 \pm 0,6$	$1,9 \pm 0,1$	0,8
$17,4 \leq w \leq 19,5$	$0,0037 \pm 0,0002$	$24,0 \pm 0,8$	$1,9 \pm 0,3$	0,4

В работе /2/ показано, что распределения по поперечным импульсам вторичных частиц при высоких энергиях в результате полужесткого процесса будут падать медленнее, чем $1/p_t^4$. Приведенные в табл. 3 значения параметра n показывают, что полученные нами результаты находятся в качественном согласии с этим предсказанием.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Энергетические зависимости средних множественностей и средних значений поперечных импульсов /или квадратов поперечных импульсов/ π^\pm -мезонов, образованных в π^-C -взаимодействиях при 40 ГэВ/с, и вторичных заряженных частиц, образованных в e^+e^- -аннигиляции при высокой энергии, хорошо описываются экспоненциальными функциями /формулы /10/, /11/ и /12//, предсказываемыми ТВ КХД полужесткого процесса /2/.

2. С увеличением энергии $w_{\pi-C}$ наблюдается существенное уширение распределения по квадратам поперечных импульсов вторичных π^\pm -мезонов из π^-C -взаимодействий.

Распределения по квадратам поперечных импульсов хорошо описываются формулой /16/. С ростом величины $w_{\pi-C}$ значение параметра m в этой формуле существенно увеличивается, а параметр n в пределах экспериментальных ошибок практически не меняется.

Такое уширение распределения по квадратам поперечных импульсов вторичных частиц наблюдается также в адрон-адронных взаимодействиях и e^+e^- -аннигиляции при высокой энергии и ин-

терпретируется как результат тормозного излучения глюонов, образованных в процессе столкновения.

Таким образом, экспериментальные результаты, полученные в этой работе, и их согласие с предсказанием ТВ КХД, по-видимому, дают указание на возможное проявление глюонных степеней свободы в данном эксперименте.

Авторы выражают благодарность всему коллективу сотрудничества по исследованиям на 2-метровой пропановой камере ЛВЭ ОИЯИ за предоставление экспериментального материала и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баатар Ц. и др. ОИЯИ, P1-86-721, Дубна, 1986; ЯФ, 1987, 46, с.1464.
2. Gribov L.V., Levin E.M., Ryskin M.G. - Phys.Reports, 1983, Vol.100, No.1,2.
3. Althoff M. et al. - Z.Phys.Ser.C, 1984, Bd.22, S.307.
4. Proceedings of a Topical European Meeting in the Phine Valley "The Quark Structure of Matter" (edited by M.Jacob and K.Winter). 1986, p.129.
5. Cleymans J. et al. - Phys.Lett., 1980, 89B,p.403.
6. Клоуз Ф. Кварки и партонны. М.: Мир, 1982.
7. Андреев И.В. Хромодинамика и жесткие процессы при высоких энергиях. М.: Наука, 1981.
8. Efremov A.V., Radyushkin A.V. Hard Processes, Parton Model and QCD. La Rivista del Nuovo Cimento, Bologna, 1980, Vol.3, No.2.

Баатар Ц. и др.

P1-88-469

Зависимость характеристик π^{\pm} -мезонов, образованных в $\pi^{\pm}C$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с, от полной энергии в системе центра масс и КХД полужесткого процесса

Исследуются зависимости от полной энергии в системе центра масс средних значений множественности и поперечных импульсов π^{\pm} -мезонов, образованных в $\pi^{\pm}C$ -взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с, а также распределений π^{\pm} -мезонов по квадратам поперечных импульсов. Показано, что экспериментальные характеристики могут быть описаны в рамках КХД полужесткого процесса.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Baatar Ts. et al.

P1-88-469

The Dependence of Characteristics of π^{\pm} -Mesons Produced in $\pi^{\pm}C$ -Interactions at 40 GeV/c on Total Energy in the c.m.s. and QCD of Semihard Process

The dependences on total energy in the c.m.s. of the average multiplicities and transverse momenta of π^{\pm} -mesons produced in $\pi^{\pm}C$ -interactions at 40 GeV/c and of the transverse momentum squared distributions of π^{\pm} -mesons have been investigated. It is shown that the experimental characteristics can be described in the frame of the QCD of semihard processes.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988