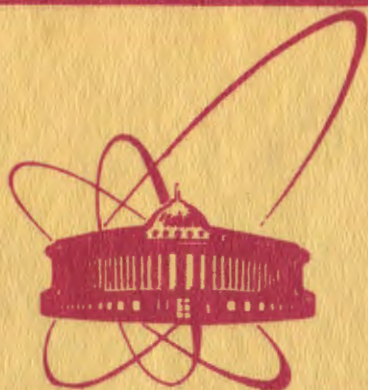


81-678



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

2
4

62/2-82

У/1-82

P1-81-678

А.И.Аношин, А.М.Балдин, В.Б.Любимов,
М.И.Соловьев, М.К.Сулейманов

ИНВАРИАНТНЫЕ ИНКЛЮЗИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ
ОБРАЗОВАНИЯ КУМУЛЯТИВНЫХ π^- -МЕЗОНОВ
В $\pi^-^{12}\text{C}$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с В ЗАВИСИМОСТИ
ОТ ИХ КУМУЛЯТИВНОГО ЧИСЛА
И ПОПЕРЕЧНОГО ИМПУЛЬСА.

СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ
КУМУЛЯТИВНЫХ СТРУЙ

Направлено в ЯФ

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

Продолжено исследование кумулятивного эффекта на примере рождения π^- -мезонов в $\pi^-^{12}\text{C}$ -взаимодействиях, испущенных в заднюю полусферу лабораторной системы координат / π^-_b -мезоны/. Экспериментальные результаты получены с помощью двухметровой пропановой камеры, облученной π^- -мезонами с $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с на ускорителе ИФВЭ. Как уже отмечалось в наших работах ¹⁻³, область кумулятивного эффекта выделена характерными особенностями. Это относится как к характеристикам самих взаимодействий, так и к одночастичным распределениям кумулятивных частиц /см. ⁴ и ссылки в ней/. Вся совокупность имеющихся данных соответствует кварк-партонной картине жестких соударений. Поэтому инвариантное сечение образования кумулятивных частиц в релятивистском ядерном столкновении

$$I + II \rightarrow 1 + 2 + \dots \quad /1/$$

отражает кварк-партонную структурную функцию ядер ⁵ и его целесообразно представить в виде функции следующих переменных:

$$\rho = E \frac{d^3\sigma}{dP^3} = f(\epsilon, \beta_i^0, P_{I1}^2, A_I, A_{II}) \quad /2/$$

Здесь $P_{\perp i}$ - поперечный импульс рождающихся частиц, ϵ - инвариантная удельная энергия сталкивающихся частиц: $\epsilon = \frac{(P_I \cdot P_{II})}{m_I m_{II}}$, где P_I и P_{II} - четырехмерные импульсы сталкивающихся частиц, m_I и m_{II} - их массы, $m_I = A_I m_0$, $m_{II} = A_{II} m_0$. В системе покоя ядер II для общего случая, когда обе частицы, I и II, являются ядрами,

$$\epsilon = \frac{E_I}{m_I} = \frac{E_I}{A_I m_0} = \frac{E_I^0}{m_0} \quad /3/$$

где E_I - полная энергия частицы I, m_0 - атомная единица массы. Величина, определяемая выражением /3/, близка к энергии, приходящейся на нуклон налетающего ядра /в ГэВ/. Предельная фрагментация ядер, как известно, ⁴ начинается при $\epsilon \approx 4$. Наш случай соответствует $\epsilon = \frac{E_I}{m_\pi} = 286$, т.е. большим и малоисследованным значениям ϵ . Поэтому любая информация о кумулятивных взаимодействиях в этой области представляет большой интерес. Величина

β_i° в /2/ - кумулятивное число i -той рождающейся частицы.
В нашем случае

$$\beta_i^\circ = \frac{E_i - P_i \cos \theta_i}{m_0}, \quad /4/$$

так как мы исследуем предельную фрагментацию покоящегося ядра углерода. Здесь E_i , P_i и θ_i - полная энергия, импульс и угол испускания частицы в лабораторной системе координат /л.с.к./.

В многочисленных работах, посвященных исследованию кумулятивного эффекта, изучалась наиболее характерная зависимость сечения от кумулятивного числа β_i° . В настоящее время можно считать установленным, что эта зависимость имеет универсальный экспоненциальный вид /6/:

$$\rho = A \exp(-\beta_i^\circ / \langle \beta^\circ \rangle). \quad /5/$$

Однако большинство экспериментов выполнено для углов, близких к 180° , т.е. для малых P_{\perp} .

Зависимость инвариантных инклюзивных сечений от поперечных импульсов кумулятивных частиц до настоящего времени практически не изучена. Имеется значительное число работ, посвященных попыткам ввести вместо переменных β_i° и $P_{\perp i}^2$ одну переменную. Большой интерес представляет вопрос о факторизуемости зависимости сечений от переменных β_i° и $P_{\perp i}^2$. Примененная нами методика позволяет изучать отдельно зависимость сечений от β_i° и $P_{\perp i}^2$.

Мы располагаем информацией о значении β° для группы рождающихся частиц. Это дает нам возможность рассмотреть неизученный вопрос о кумулятивном образовании струй. С точки зрения кварк-партонной картины образование кумулятивных струй является более чистым явлением по сравнению с образованием кумулятивных частиц, т.к. оно не осложнено процессом адронизации кварков. Величина β° для группы рождающихся частиц, которая в силу аддитивности этой характеристики определяется как $\beta^\circ = \sum_i \beta_i^\circ$, была использована нами в работе /3/. В этой работе изучались средние характеристики π^- ^{12}C -взаимодействий в зависимости от β° . Получено указание на существование двух областей по β° , одна из которых, кумулятивная, начинается со значения $\beta^\circ \approx 0,6$. Аналогичный результат получен в другой нашей работе /2/. Эти данные показывают, что граница по переменной β° , где начинают проявляться особенности кумулятивного рождения частиц, лежит не в области $\beta^\circ = 1$ /стандартное определение границы кумулятивного эффекта/, а ниже, при $\beta^\circ \approx 0,6$, что согласуется с данными группы В.С.Ставинского /6/. Один из основных результатов настоящей работы состо-

* В предыдущих работах /2,3/ величина β° обозначена p_c .

ит в том, что при этом значении β° происходит смена режима в зависимости инвариантного сечения образования частиц от P_{\perp}^2 .

2. ЭКСПЕРИМЕНТ, РЕЗУЛЬТАТЫ

В работе исследовалась зависимость инвариантного сечения образования π_b^- -мезонов от β° и P_{\perp}^2 . π^- -мезоны были выбраны из соображений наиболее надежной идентификации. Использовано 8642 $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействия, отобранных по стандартным критериям, принятым для пропановой пузырьковой камеры^{7/}. Сюда не включались взаимодействия π^- -мезона с квазисвободными нуклонами ядра углерода. По числу испущенных назад π^- -мезонов всех знаков (N_{π}) были выделены взаимодействия с $N_{\pi}=1/855$ событий/ и $N_{\pi} \geq 2/401$ событие/. В первую группу вошли события только с одним π_b^- -мезоном, во вторую - с π_b^- -мезонами вместе с π_b^+ -мезонами. Отношение числа взаимодействий в 1-й и 2-й группах оказалось равным $R=2,1 \pm 0,1$.

Получена зависимость величин $\frac{2}{\sigma_{in}} \rho$ для всех π_b^- -мезонов /рис.1/ и для π_b^- -мезонов из событий с $N_{\pi}=1$ /рис.2а/ и с $N_{\pi} \geq 2$ /рис.2б/. На рис.3а и 3б показаны распределения величин $\frac{2}{\sigma_{in}} \rho$ для π_b^- -мезонов, испущенных под углами θ в л.с.к. в интервалах $\cos\theta$ от $-0,25$ до 0 и от -1 до $-0,25$ соответственно. Экспериментальные распределения аппроксимировались выражением вида /5/.

Полученные результаты для параметров A и $\langle\beta^{\circ}\rangle$ приведены в табл.1.

Таблица 1

Результаты аппроксимации зависимости инвариантных инклюзивных сечений для π_b^- -мезонов от β°

Тип события	$A / \text{ГэВ}^{-2} \text{ с}^3 \text{ ср.}^{-1} /$	$\langle\beta^{\circ}\rangle$	$\chi^2 / \text{ст.своб.}$
Все	$12,2 \pm 0,9$	$0,141 \pm 0,004$	$35,5/15$
$N_{\pi} = 1$	$8,3 \pm 0,8$	$0,143 \pm 0,004$	$7,6/8$
$N_{\pi} \geq 2$	$5,2 \pm 0,7$	$0,130 \pm 0,005$	$14,1/11$
$-0,25 < \cos\theta < 0$	$9,1 \pm 1,7$	$0,128 \pm 0,007$	$14,1/11$
$-1 < \cos\theta < -0,25$	$14,9 \pm 1,5$	$0,139 \pm 0,004$	$29,6/14$

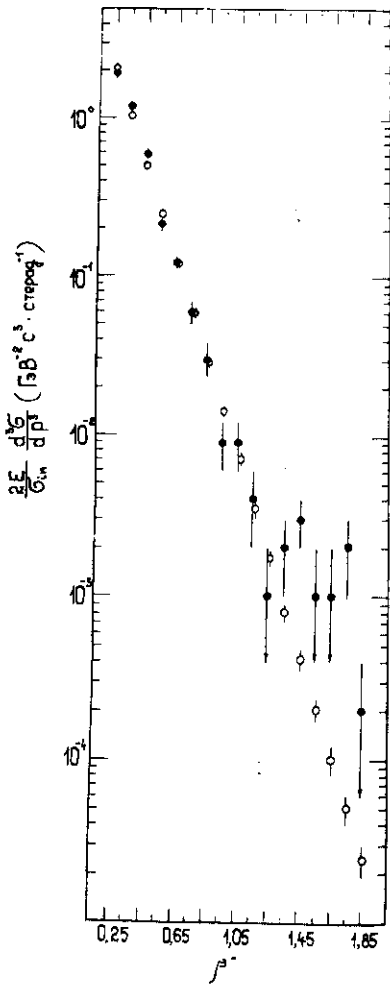


Рис.1. Инвариантные поперечные сечения образования π^- -мезонов в зависимости от β^0 /темные точки/. Светлые точки - результаты аппроксимации экспонентой.

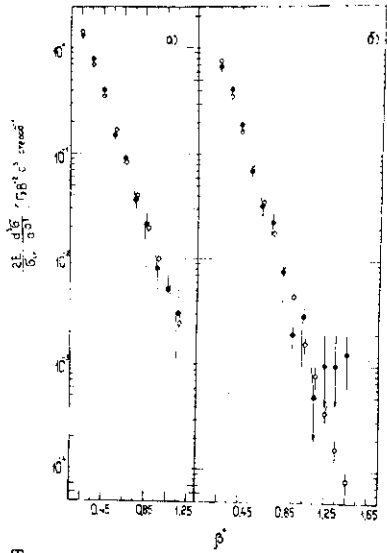


Рис.2. То же, что и на рис.1, но только для событий с $N_\pi = 1$ /а/ и $N_\pi \geq 2$ /б/.

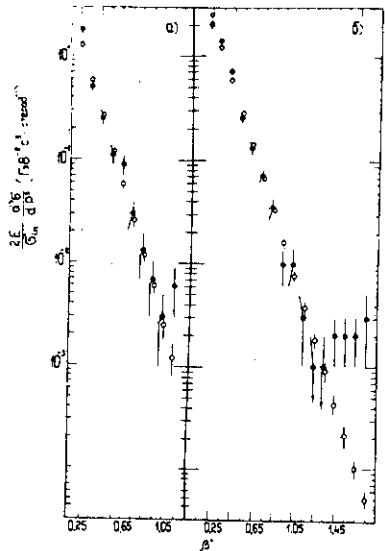


Рис.3. То же, что и на рис.1, но только для π^- -мезонов в интервалах: $0 > \cos\theta > -0,25$ /а/ и $-1 < \cos\theta < -0,25$ /б/.

Зависимость структурной функции ρ от P_{\perp}^2 для π_b^- -мезонов в трех интервалах по β° : а) $0 < \beta^{\circ} < 0,5$, б) $0,5 \leq \beta^{\circ} < 1$ и в) $1 \leq \beta^{\circ} < 2$, показана на рис.4. P_{\perp}^2 -распределения были аппроксимированы экспонентой $V \exp(-P_{\perp}^2 / \langle P_{\perp}^2 \rangle)$, причем из соображений наилучшей статистической обеспеченности - только в двух интервалах по β° : $0 < \beta^{\circ} < 0,5$ и $0,5 \leq \beta^{\circ} < 2$. Результаты для свободных параметров V и $\langle P_{\perp}^2 \rangle$ приведены в табл.2.

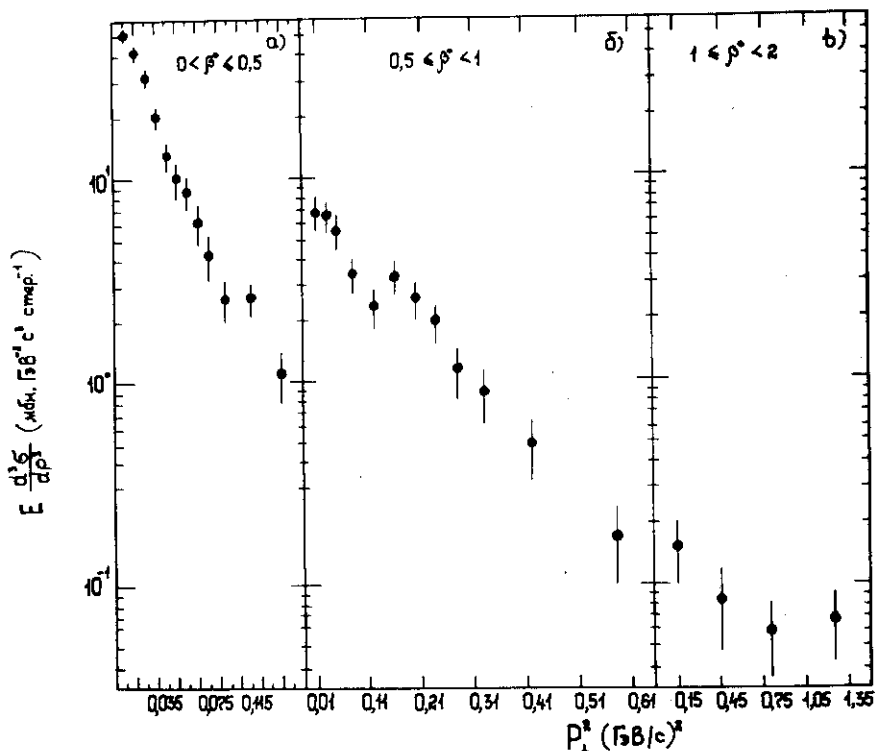


Рис.4. Инвариантные поперечные сечения образования π_b^- -мезонов в зависимости от P_{\perp}^2 /рассмотренные интервалы по β° указаны на рисунке/.

Таблица 2

Результаты аппроксимации зависимости инвариантных инклюзивных сечений для π_b^- -мезонов от P_{\perp}^2

Интервал по β°	$V/\text{мб.ГэВ}^{-2}\text{с}^3 \text{ ср.}^{-1}$	$\langle P_{\perp}^2 \rangle/\text{ГэВ}^2\text{с}^{-2}$	$\chi^2/\text{ст.своб.}$
$0 \div 0,5$	$52,2 \pm 3,0$	$0,034 \pm 0,002$	15,4/15
$0,5 \div 2,0$	$4,7 \pm 0,4$	$0,18 \pm 0,02$	6,7/10

3. ВЫВОДЫ, ОБСУЖДЕНИЕ

Получена информация о поведении инвариантных инклюзивных сечений образования кумулятивных π^- -мезонов (ρ_1) в $\pi^-12\text{C}$ -взаимодействиях в малоизученной области инвариантных удельных энергий $\epsilon = 286$. На основе изучения π_b^- -мезонов из событий с $N_\pi \geq 2$ получены сведения о поведении сечений образования кумулятивных струй (ρ_J). Зависимость ρ_1 и ρ_J от кумулятивного числа β° оказалась практически одинаковой, параметризуемой зависимостью вида $\exp(-\beta^\circ / \langle \beta^\circ \rangle)$. Для параметров $\langle \beta^\circ \rangle$ / см. табл. 1/ получено:

$$\langle \beta^\circ \rangle_J = 0,130 \pm 0,005,$$

$$\langle \beta^\circ \rangle_i = 0,143 \pm 0,004.$$

Одинаковость этих зависимостей согласуется с гипотезой о мягкой адронизации кварков и служит хорошим подтверждением возможности извлечения кварк-партонных структурных функций ядер из данных по кумулятивному эффекту.

Измерены P_1^2 -зависимости инвариантных инклюзивных сечений для разных интервалов β° . Обнаружено, что зависимость сечений от P_1^2 в кумулятивной области сильно отличается от зависимости сечений в некумулятивной области. Если аппроксимировать P_1^2 -зависимость сечения экспонентой $\exp(-P_1^2 / \langle P_1^2 \rangle)$, то для $\langle P_1^2 \rangle$ получаются следующие значения / см. табл. 2/:

$$\langle P_1^2 \rangle = /0,034 \pm 0,002/ \text{ /ГэВ/с/}^2 \text{ при } 0 < \beta^\circ < 0,5,$$

$$\langle P_1^2 \rangle = /0,13 \pm 0,02/ \text{ /ГэВ/с/}^2 \text{ при } 0,5 \leq \beta^\circ < 2.$$

Таким образом, зависимость сечения от P_1^2 может служить еще одним признаком, выделяющим кумулятивную область, т.к. эта зависимость меняет режим вблизи границы кумулятивной области. Смена режима свидетельствует также о том, что полной факторизации зависимости сечений от β° и P_1^2 нет.

Одинаковость зависимостей сечения образования кумулятивных пионов в адрон-ядерных столкновениях при самых различных энергиях и в нашем случае, при больших ϵ ($\epsilon = 286$), является хорошим подтверждением наступления режима предельной фрагментации ядер при $\epsilon \approx 4$ и принципа ослабления корреляций в пространстве быстрой.

Обнаруженные в настоящей работе закономерности кумулятивного образования частиц качественно хорошо соответствуют кварк-партонной картине жестких столкновений. Однако их детальное количественное объяснение отсутствует.

Авторы благодарны коллективу сотрудничества по обработке информации с двухметровой пропановой камеры за помощь в работе и обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аношин А.И. и др. ОИЯИ, Р1-12425, Дубна, 1979; ЯФ, 1980, 31, с.668.
2. Аношин А.И. и др. ОИЯИ, Р1-80-716, Дубна, 1980.
3. Аношин А.И. и др. ОИЯИ, 1-81-214, Дубна, 1981.
4. Балдин А.М. XIV Международная школа молодых ученых. Дубна, 1980, ОИЯИ, Д2-81-158, Дубна, 1980, с.29в.
5. Балдин А.М. ОИЯИ, Е1-80-545, Дубна, 1980.
6. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1978, 10, с.949.
7. Абдурахимов А.И. и др. ЯФ, 1972, 16, с.989; Ангелов Н. и др. ЯФ, 1977, 25, с.1013.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 октября 1981 года.