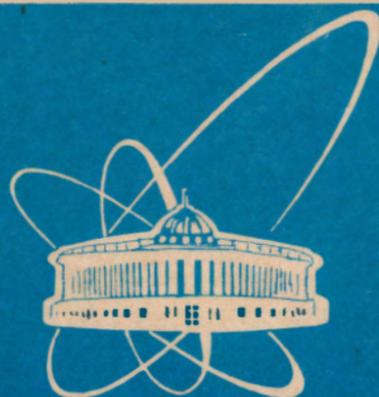


94-376



объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

P1-94-376

Р.Н.Бекмирзаев, Е.Н.Кладницкая, М.М.Муминов,  
С.А.Шарипова

БЫСТРОТНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  $\pi^-$ -МЕЗОНОВ  
В  $(d, \alpha, \text{C})\text{Ta}$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
ПРИ 4,2 ГэВ/с НА НУКЛОН

Направлено в журнал «Ядерная физика»

1994

Работа посвящена анализу распределений  $\pi^-$ -мезонов по скорости в зависимости от поперечного импульса пионов для  $d$ Та-,  $\alpha$ Та- и СТа-взаимодействий.

Подобный анализ для  $\pi^-$ -мезонов из  $p$ С-,  $d$ С-,  $\alpha$ С- и СС-соударений проведен в работе [1], где было отмечено, что с увеличением поперечного импульса  $\pi^-$ -мезонов возрастает доля  $\pi^-$  в центральной области и сокращается в областях фрагментации сталкивающихся ядер. В [1] показано также, что модель кварк-глюонных струн (КГСМ) [2] удовлетворительно описывает экспериментальные распределения  $\pi^-$ -мезонов и сделан вывод, что  $\Delta^-$ - и  $\Delta^0$ -изобары являются основными источниками  $\pi^-$ -мезонов в  $A_p$ С-взаимодействиях, причем, главным образом, источниками  $\pi^-$  с  $p_t < 0,4$  ГэВ/с.

Цель настоящей работы — проследить влияние поперечного импульса  $\pi^-$ -мезонов на быстрые распределения в ( $d, \alpha, C$ )Та-взаимодействиях и сравнить экспериментальные данные с расчетами по модели кварк-глюонных струн [2]. Кроме того, предоставляется возможность провести сравнение быстрых характеристик  $\pi^-$ -мезонов в различных интервалах поперечного импульса, полученных во взаимодействиях ( $d, \alpha, C$ ) с легкой (С) и тяжелой (Та) мишенями, а также исследовать влияние атомного веса ядра-мишени на распределения  $\pi^-$ -мезонов по поперечному импульсу. В частности, представляется интересным посмотреть, проявляется ли эффект усиления относительного выхода  $\pi^-$ -мезонов с малыми поперечными импульсами во взаимодействиях  $d, \alpha$  и ядер углерода с тяжелой мишенью по сравнению с  $A_p$ С-соударениями, аналогичный тому, что наблюдался при сравнении  $p_t$ -спектров  $\pi^-$ -мезонов для СС-взаимодействий с различными  $n_{\pm}$  при 4,2 ГэВ/с на нуклон с соответствующими спектрами для нуклон-нуклонных взаимодействий [3].

В последние годы исследованию и объяснению эффекта увеличения доли  $\pi^-$ -мезонов с  $p_t < 0,2$  ГэВ/с в протон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях по сравнению с  $pp$ -соударениями и взаимодействиями с легкой мишенью уделяют большое внимание как экспериментаторы [4—8], так и теоретики (см., например, [9] и ссылки там).

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

В работе использован материал, полученный на двухметровой пропановой пузырьковой камере ЛВЭ ОИЯИ, облученной в пучках дейтронов,  $\alpha$ -частиц и ядер углерода с импульсом 4,2 ГэВ/с на нуклон на синхрофазотроне ОИЯИ. В рабочем объеме камеры размещались три танталовые пластинки толщиной 1 мм на расстоянии 93 мм друг от друга.

Все отрицательные частицы в событии, кроме идентифицированных электронов, считались  $\pi^-$ -мезонами. Примесь неидентифицированных  $e^-$  и отрицательных странных частиц не превышает 5% и 1% соответственно [10]. Введены поправки на потерю частиц, вылетающих под углом, близким к  $90^\circ$ , и «застревающих» в пластинке, а также на потерю частиц, вылетающих под большими углами к плоскости фотографирования. В  $A_p$ Та-взаимодействиях  $\pi^-$ -мезоны надежно идентифицируются при импульсах  $p > 0,08$  ГэВ/с.

Полная поправка на потери  $\pi^-$ -мезонов составляет 11% для дейтронного и ~7% для углеродного облучений. Более подробно методические вопросы рассмотрены в работе [11]. Число событий и средняя множественность  $\pi^-$ -мезонов по типам взаимодействий представлены в табл. 1.

Таблица 1. Средние характеристики  $\pi^-$ -мезонов

Тип соб.	$N_{\text{соб.}}$	$\langle n_- \rangle$	$\langle p \rangle$ , ГэВ/с	$\langle \theta \rangle$ , град.	$\langle p_t \rangle$ , ГэВ/с
dТа	1475	$0,86 \pm 0,03$	$0,46 \pm 0,01$	$57,2 \pm 1,4$	$0,24 \pm 0,01$
$\alpha$ Та	1149	$1,42 \pm 0,06$	$0,47 \pm 0,01$	$52,1 \pm 1,3$	$0,225 \pm 0,004$
СТа	эксп.	1989	$0,44 \pm 0,01$	$51,4 \pm 0,6$	$0,220 \pm 0,004$
	КГСМ	2914	$0,374 \pm 0,003$	$53,0 \pm 0,4$	$0,194 \pm 0,002$

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Быстротные распределения  $\pi^-$ -мезонов в различных интервалах поперечного импульса для СТа-взаимодействий показаны на рис. 1. Распределения пионов имеют максимумы, сдвинутые в область фрагментации ядрамишени ( $A_p < A_T$ ). По мере увеличения поперечного импульса  $\pi^-$ -мезонов максимум быстротных распределений смещается к  $y_0 = y_{\text{с.ц.м.}}$  для NN-

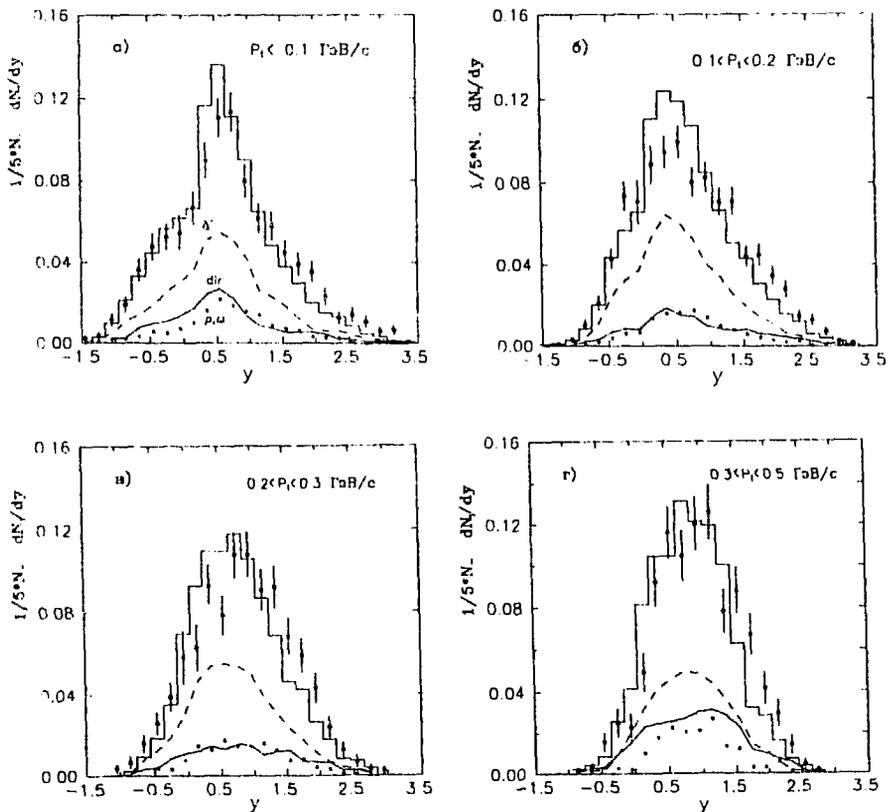
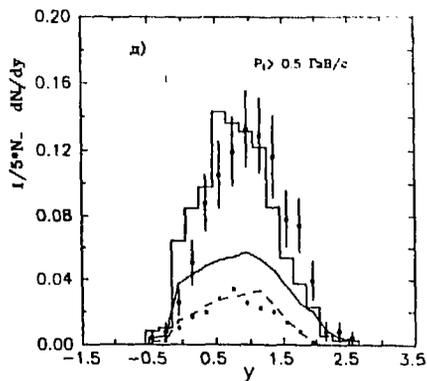


Рис. 1. Быстротные распределения  $\pi^-$ -мезонов в различных интервалах поперечного импульса для СГА-взаимодействий:

- а —  $\pi^-$  с  $p_t < 0,1$  ГэВ/с;
- б —  $\pi^-$  с  $0,1 \leq p_t < 0,2$  ГэВ/с;
- в —  $\pi^-$  с  $0,2 \leq p_t < 0,3$  ГэВ/с;
- г —  $\pi^-$  с  $0,3 \leq p_t < 0,5$  ГэВ/с;
- д —  $\pi^-$  с  $p_t \geq 0,5$  ГэВ/с.

Точки — экспериментальные данные, гистограмма — модель кварк-глюонных струн, кривые — вклад различных источников  $\pi^-$ -мезонов по КГСМ.  $\Delta^-$ -изобара — (---), dir («прямые»  $\pi^-$ , см. текст) — сплошная кривая,  $\rho, \omega$  — (\*\*)



взаимодействий ( $y_0 = 1,1$ ), т.е. обогащается  $\pi^-$ -мезонами центральная область, характерная для  $NN$ -соударений. При этом быстрое распределения становятся уже, т.е. уменьшается доля  $\pi^-$ -мезонов в областях фрагментации сталкивающихся ядер. С увеличением поперечного импульса  $\pi^-$  в быстрых распределениях  $\pi^-$ -мезонов для  $dTa$  и  $\alpha Ta$ -взаимодействий также возрастает доля  $\pi^-$  в центральной области.

Влияние атомного веса ядра-снаряда на быстрые распределения проявляется в положении максимума распределений. Наибольшим удалением от  $y_0$  в область фрагментации ядра-мишени характеризуются быстрые распределения  $\pi^-$ -мезонов с  $p_t < 0,2$  ГэВ/с в  $dTa$ -соударениях (см.  $\langle y \rangle$  в табл.2).

Таблица 2. Средние значения быстрого по интервалам  $p_t^{\pi^-}$

$p_t < 0,1$			
	$dTa$	$\alpha Ta$	$CTa$
$\langle y \rangle_{\text{эксп}}$	$0,63 \pm 0,06$	$0,64 \pm 0,05$	$0,68 \pm 0,02$
$\langle y \rangle_{\text{КГСМ}}$	—	—	$0,63 \pm 0,01$
$0,1 \leq p_t < 0,2$			
$\langle y \rangle_{\text{эксп}}$	$0,63 \pm 0,05$	$0,74 \pm 0,04$	$0,72 \pm 0,01$
$\langle y \rangle_{\text{КГСМ}}$	—	—	$0,67 \pm 0,01$
$0,2 \leq p_t < 0,3$			
$\langle y \rangle_{\text{эксп}}$	$0,66 \pm 0,05$	$0,80 \pm 0,04$	$0,80 \pm 0,03$
$\langle y \rangle_{\text{КГСМ}}$	—	—	$0,82 \pm 0,02$
$0,3 \leq p_t < 0,5$			
$\langle y \rangle_{\text{эксп}}$	$0,77 \pm 0,05$	$0,86 \pm 0,04$	$0,84 \pm 0,04$
$\langle y \rangle_{\text{КГСМ}}$	—	—	$0,85 \pm 0,02$
$p_t \geq 0,5$			
$\langle y \rangle_{\text{эксп}}$	$0,76 \pm 0,06$	$0,92 \pm 0,05$	$0,97 \pm 0,07$
$\langle y \rangle_{\text{КГСМ}}$	—	—	$0,87 \pm 0,02$
все $p_t$			
$\langle y \rangle_{\text{эксп}}$	$0,68 \pm 0,02$	$0,76 \pm 0,02$	$0,75 \pm 0,01$
$\langle y \rangle_{\text{КГСМ}}$	—	—	$0,710 \pm 0,006$

По мере увеличения атомного веса налетающего ядра (от  $d$  к  $C$ ) максимум быстрого распределения смещается к  $y_0$ , причем эта зависимость

от  $A_p$  усиливается с ростом  $p_t \pi^-$ -мезонов в отличие от  $(d, \alpha, C)$ -взаимодействий, где для  $\pi^-$  с  $p_t > 0,2$  ГэВ/с наблюдалась более слабая зависимость от  $A_p$ , чем для  $\pi^-$  с  $p_t < 0,2$  ГэВ/с [1].

Проследим теперь влияние атомного веса ядра-мишени на распределение  $\pi^-$ -мезонов по поперечному импульсу. На рис.2 представлено отношение нормированных импульсных (по  $p_t$ ) распределений  $\pi^-$ -мезонов из

$$A_p \text{Ta- и } A_p \text{C-взаимодействий, } R = \frac{(1/N_- \cdot dN_-/dp_t)^{A_p \text{Ta}}}{(1/N_- \cdot dN_-/dp_t)^{A_p \text{C}}}. \text{ Видно, что}$$

использование тяжелой мишени приводит к увеличению доли  $\pi^-$ -мезонов с малыми поперечными импульсами ( $p_t < 0,2$  ГэВ/с) и уменьшению относительного выхода  $\pi^-$  в интервале  $0,2 \leq p_t < 0,6$  ГэВ/с. Выше  $p_t = 0,6$  ГэВ/с

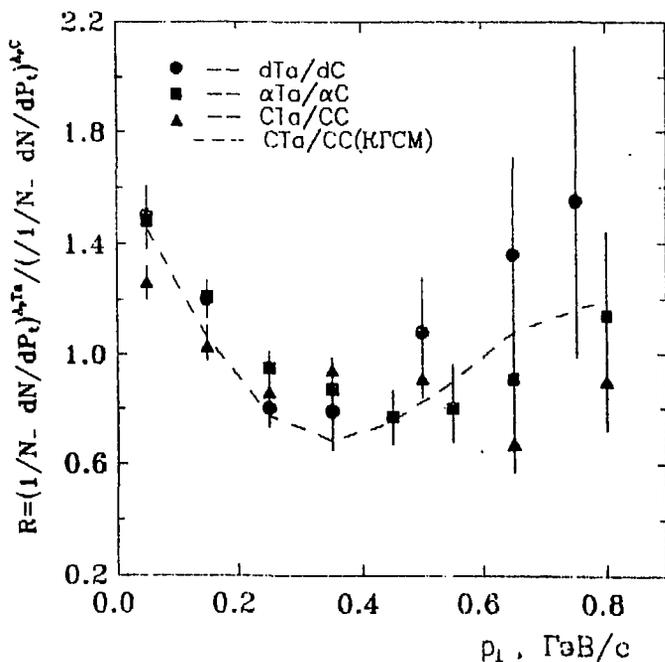


Рис.2. Зависимость отношения  $R$  от величины поперечного импульса. Точки — эксперимент, кривая — КГСМ для C1Ta/CC

намечается возрастание отношения  $R^*$ . Следует отметить, что величина  $R$  в пределах ошибок не зависит от атомного веса ядра-снаряда в интервале  $p_t < 0,5$  ГэВ/с.

На рис.3 представлены отношения  $R_1$  быстротных распределений  $\pi^-$ -мезонов из СТА- и СС-взаимодействий в соответствующих интервалах поперечного импульса, которые позволяют определить влияние атомного веса ядра-мишени на быстротные распределения:

$$R_1 = \frac{(1/N_- \cdot dN_-/dy)^{СТА}}{(1/N_- \cdot dN_-/dy)^{СС}}$$

$\pi^-$ -мезоны с малыми  $p_t$  ( $p_t < 0,2$  ГэВ/с) из СТА-взаимодействий явно преобладают в задней полусфере, т.е. в области фрагментации ядра Та (рис.3,а,б). В центральной области быстрот ( $y \approx 1,1$ ) отношение  $R_1 \approx 1$ , т.е. оба типа взаимодействий дают в эту область одинаковый относительный вклад  $\pi^-$ -мезонов. Эта особенность сохраняется во всех интервалах поперечного импульса  $\pi^-$ -мезонов. В передней полусфере для интервала  $p_t < 0,2$  ГэВ/с отношение  $R_1 < 1$ , т.е. доля  $\pi^-$ -мезонов с малыми  $p_t$  в этой области быстрот в СТА-соударениях меньше, чем в СС-взаимодействиях. С увеличением поперечного импульса  $\pi^-$ -мезонов характер зависимости  $R_1$  от быстроты меняется (рис.3,в,г,д): величина  $R_1$  уменьшается в области фрагментации ядра-мишени и возрастает в области фрагментации ядра-снаряда. При  $p_t \geq 0,5$  ГэВ/с величина  $R_1$  в пределах ошибок постоянна на уровне  $R_1 \approx 0,9$  почти во всем интервале быстрот, исключение составляет область  $y \approx 0$  (рис.3,д). Этот результат свидетельствует о том, что относительный выход  $\pi^-$ -мезонов с  $p_t \geq 0,5$  ГэВ/с не зависит от атомного веса ядра-мишени в широком интервале быстрот.

Следует отметить, что независимость  $R_1$  от  $A_T$  в широком интервале быстрот характерна для  $\pi^-$ -мезонов именно с большими поперечными, а не с полными импульсами в определенной части спектра. На рис.3,д светлыми точками показаны значения  $R_1$  для  $\pi^-$ -мезонов с  $p_t < 0,1$  ГэВ/с и импуль-

\*Из-за малой статистической обеспеченности значения  $R$  в области  $p_t > 0,8$  ГэВ/с не приводятся.

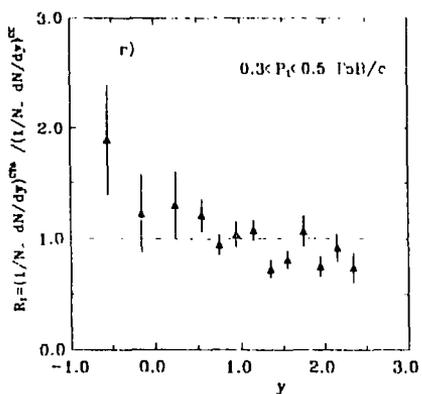
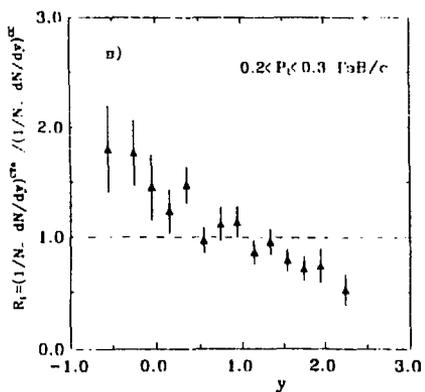
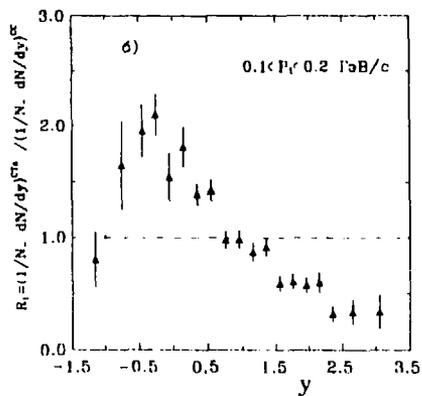
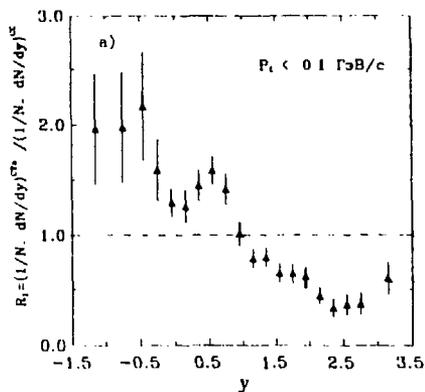


Рис.3. Зависимость  $R_1$  от быстроты в различных интервалах поперечного импульса:

а —  $\pi^-$  с  $p_t < 0,1$  ГэВ/с;

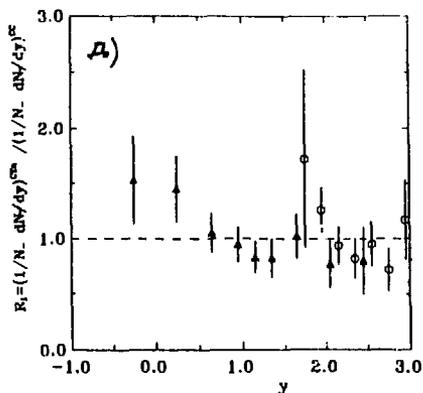
б —  $\pi^-$  с  $0,1 \leq p_t < 0,2$  ГэВ/с;

в —  $\pi^-$  с  $0,2 \leq p_t < 0,3$  ГэВ/с;

г —  $\pi^-$  с  $0,3 \leq p_t < 0,5$  ГэВ/с;

д —  $\pi^-$  с  $p_t \geq 0,5$  ГэВ/с.

0 —  $\pi^-$  с  $p_t < 0,1$  ГэВ/с и  $p_{\text{лаб.}} > 0,5$  ГэВ/с



сами в той же части спектра, что и  $\pi^-$  с  $p_t \geq 0,5$  ГэВ/с ( $p_{\text{лаб.}} > 0,5$  ГэВ/с). Видно, что все эти точки сосредоточены в узком интервале быстрот, соответствующем области фрагментации ядра-снаряда.

На рис.4 представлена зависимость отношения средних множественностей  $\pi^-$ -мезонов в СТА- и СС-взаимодействиях ( $R_2$ ) от быстроты. Как и ожидалось, увеличение  $\langle n_- \rangle$  при переходе от СС- к СТА-соударениям происходит неравномерно по интервалам быстрот. Наибольший рост множественности  $\pi^-$ -мезонов наблюдается в области фрагментации ядра-мишени (в 4—5 раз), в меньшей степени ( $\sim 2$  раза) увеличивается  $\langle n_- \rangle$  в центральной области быстрот. В области фрагментации ядра-снаряда  $R_2$  близко к 1, поскольку в обоих типах взаимодействий одно и то же ядро углерода налетает на мишени.

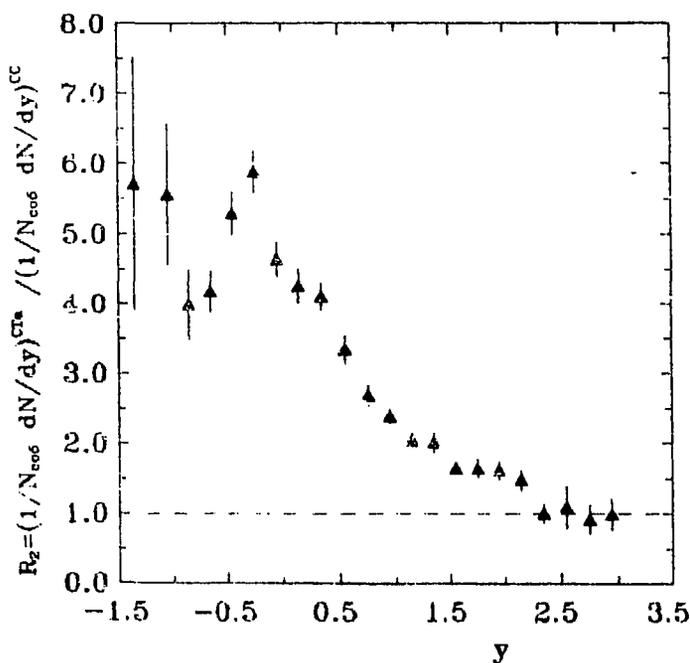


Рис.4. Зависимость  $R_2$  от быстроты

Ранес [10] было показано, что увеличение множественности  $\pi^-$ -мезонов с увеличением атомного веса налетающего ядра в  $A_p$ Та-взаимодействиях происходит практически равномерно по всему интервалу быстрот.

## СРАВНЕНИЕ С МОДЕЛЬЮ КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН

Экспериментальные данные, полученные для СТа-взаимодействий, сравнивались с моделью кварк-глюонных струн, адаптированной к энергиям  $\sqrt{s} \leq 4$  ГэВ [2]. В качестве источников  $\pi^-$ -мезонов в модели фигурируют  $\Delta^-$ - и  $\Delta^0$ -изобары  $\rho^-$ ,  $\rho^0$ ,  $\omega$ -,  $\eta$ - и  $\eta'$ -мезоны. Кроме того, в модели часть  $\pi^-$ -мезонов образуется не от распада резонансов, а прямо в адрон-адронных взаимодействиях («прямые»  $\pi^-$ -мезоны). Это могут быть первичные и вторичные  $NN$ -соударения ( $NN \rightarrow NN\pi$ ), а также взаимодействия вторичных мезонов с нуклонами ( $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ ,  $\rho N \rightarrow \pi N$ ).

Сравнение средних множественностей  $\pi^-$ -мезонов показало, что модель КГС завышает  $\langle n_- \rangle$  в 1,5 раза (см. табл.1) по отношению к  $\langle n_- \rangle^{\text{эксп.}}$ .

Общее представление о степени согласия экспериментальных данных с моделью КГС можно получить из рис.5—8, где показаны нормированные на полное число  $\pi^-$ -мезонов инклюзивные распределения  $\pi^-$ -мезонов по кинематическим переменным для СТа-взаимодействий. Наблюдается заметное различие между экспериментом и КГСМ в импульсных, угловых и быстротных распределениях  $\pi^-$ -мезонов и в средних значениях переменных (см. табл.1). Импульсный спектр  $\pi^-$  в модели мягче, угловое распределение шире. Продолжая сравнение экспериментальных распределений  $\pi^-$ -мезонов с моделью КГС, можно видеть, что расхождение между ними проявляется и в быстротных распределениях для разных интервалов  $p_t$  (рис.1). Так что можно говорить лишь о том, что модель КГС качественно воспроизводит форму экспериментальных распределений  $\pi^-$ -мезонов. Вклады  $\pi^-$ -мезонов от различных источников в рассматриваемые интервалы поперечных импульсов для СТа-взаимодействий представлены на рис.9. По модели КГС более 60%  $\pi^-$ -мезонов образуется от распада  $\Delta^-$ - и  $\Delta^0$ -изобар. Особенно большой вклад изобары  $\Delta^-$  и  $\Delta^0$  дают в интервале поперечных импульсов  $\pi^-$  меньше 0,3 ГэВ/с. С ростом  $p_t$  роль  $\Delta$ -изобар уменьшается, и в диапазоне больших  $p_t$  ( $p_t \geq 0,5$  ГэВ/с) их вклад сокращается до 30%. При

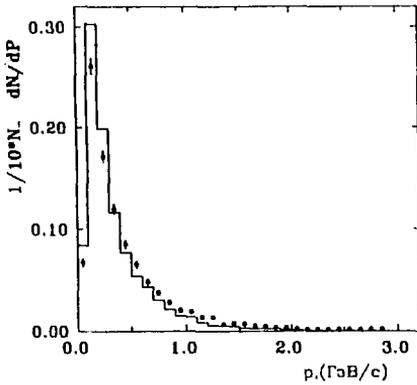


Рис.5. Импульсное распределение  $\pi^-$ -мезонов для СТа-взаимодействий. Точки — экспериментальные данные, гистограмма — КГСМ

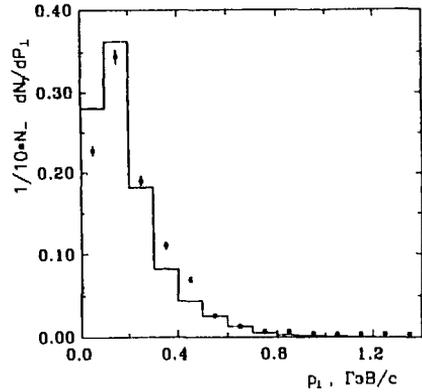


Рис.6. Распределение  $\pi^-$ -мезонов по поперечному импульсу для СТа-взаимодействий. Обозначения, как на рис.5

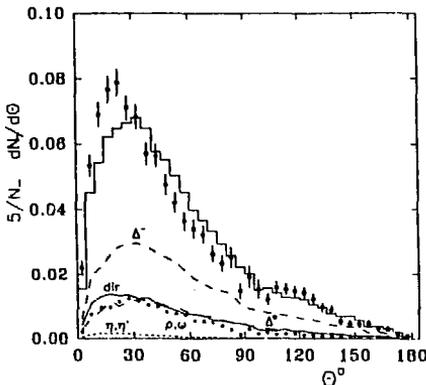


Рис.7. Угловое распределение  $\pi^-$ -мезонов для СТа-взаимодействий. Точки — эксперимент, гистограмма — КГСМ. Кривые — вклад различных источников  $\pi^-$ -мезонов по КГСМ.  $\Delta^0$  — (---),  $\eta$ ,  $\eta'$  — (···). Другие обозначения, как на рис.1

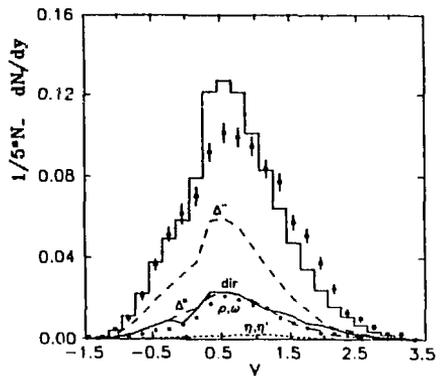


Рис.8. Распределение  $\pi^-$ -мезонов по быстроте для СТа-взаимодействий. Обозначения, как на рис.7

этом несколько увеличивается доля  $\pi^-$  от распада мезонных резонансов ( $\rho$ ,  $\omega$ ) и существенно возрастает вклад прямых  $\pi^-$ -мезонов (до 50%), см. рис.9. Доля  $\pi^-$ -мезонов от распада  $\eta$  и  $\eta'$  не превышает 2%. Аналогичная картина наблюдалась для  $\pi^-$ -мезонов из ( $\rho$ ,  $d$ ,  $\alpha$ , С)С-взаимодействий [1]. Быстро-

На рис. 1, 8 показаны распределения  $\pi^-$ -мезонов от различных источников для моделированных СТa-соударений показаны на рис. 1, 8, по которым можно проследить изменение формы этих распределений с величиной  $p_t$ . Следует отметить, что максимумы углового (рис. 7) и быстротных распределений  $\pi^-$ -мезонов (рис. 1, 8) из моделированных СТa-событий по положению совпадают с максимумами распределений  $\pi^-$ -мезонов от распада  $\Delta$ -изобар, и можно думать, что наблюдаемые расхождения между экспериментальными и модельными распределениями связаны с завышенным вкладом  $\Delta$ -изобар в КГСМ. По модели КГС источником  $\sim 80\%$  «прямых»  $\pi^-$ -мезонов служат вторичные мезон-нуклонные взаимодействия [12].

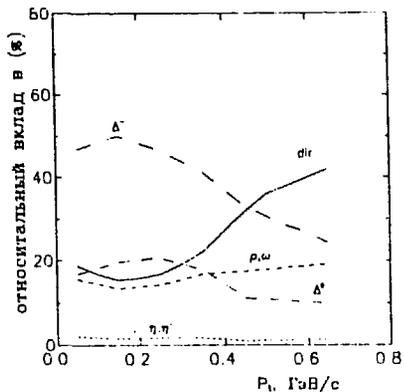


Рис. 9. Относительный вклад источников  $\pi^-$ -мезонов в импульсный спектр ( $p_t$ ) по КГСМ для СТa-взаимодействий

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование быстротных распределений  $\pi^-$ -мезонов в различных интервалах поперечного импульса для  $d$ Ta-,  $\alpha$ Ta-, СТa-взаимодействий при 4,2 ГэВ/с на нуклон. Экспериментальные результаты, полученные для СТa-соударений, сравнивались с моделью кварк-глюонных струн [2].

Показано, что по мере увеличения поперечного импульса  $\pi^-$ -мезонов возрастает доля  $\pi^-$ -мезонов в центральной области и сокращается в областях фрагментации сталкивающихся ядер, максимум быстротных распределений смещается к  $y_0 = y_{с.ц.м.}$  для нуклон-нуклонных соударений. Форма  $y$ -распределений зависит от атомного веса налетающего ядра: с увеличением  $A_p$  (от  $d$  к  $C$ ) максимум  $y$ -распределений смещается в область больших быстрот, причем в большей степени для  $p_t \geq 0,5$  ГэВ/с (см. табл. 2).

Исследовано влияние атомного веса ядра-мишени на форму быстротных распределений  $\pi^-$ -мезонов и распределений по поперечному импульсу. Переход от легкой мишени ( $C$ ) к тяжелой ( $Ta$ ) приводит к значительному увеличению относительного выхода  $\pi^-$ -мезонов с малыми поперечными

импульсами ( $p_t < 0,2$  ГэВ/с) (рис.2). Если сравнить быстрое распределения  $\pi^-$  с малыми  $p_t$  для СТа- и СС-взаимодействий, то можно увидеть (рис.3,а,б) существенное влияние атомного веса ядра мишени на быстрые распределения  $\pi^-$ -мезонов с  $p_t < 0,2$  ГэВ/с. Переход к тяжелой мишени приводит к увеличению доли  $\pi^-$  с  $p_t < 0,2$  ГэВ/с в области фрагментации ядра-мишени и уменьшению выхода таких  $\pi^-$  в области фрагментации ядра-снаряда. С увеличением  $p_t$   $\pi^-$ -мезонов уменьшается влияние атомного веса ядра-мишени на их быстрые распределения (рис.3,в,г,д). Относительный выход  $\pi^-$ -мезонов с  $p_t \geq 0,5$  ГэВ/с не зависит от  $A_T$  в широком интервале быстрой (рис.3,д).

Увеличение средней множественности  $\pi^-$ -мезонов (см.табл.1) в СТа-взаимодействиях по сравнению с углерод-углеродными происходит за счет роста  $\langle n_- \rangle$  в области фрагментации ядра-мишени (в 4—5 раз) и  $\sim$  в 2 раза в центральной области быстрой (рис.4). Явление увеличения доли  $\pi^-$ -мезонов с малыми  $p_t$  в  $pA_T$ - и  $A_pA_T$ -взаимодействиях по сравнению с  $pp$ -соударениями и взаимодействиями на более легкой мишени, наблюдавшееся при более высоких энергиях (14—275 ГэВ) [4—8], привлекло внимание многих теоретиков [9]. Успех в описании экспериментальных результатов сопутствовал моделям, учитывающим образование  $\pi^-$ -мезонов через распад  $\Delta$ -изобар и мезонных резонансов [13—15].

При энергии данного эксперимента  $E_0 = 3,36$  А ГэВ хорошее описание зависимости  $R$  от  $p_t$  при малых поперечных импульсах  $\pi^-$ -мезонов получено по модели КГС, учитывающей рождение  $\pi^-$  через распад  $\Delta$ -изобар и мезонных резонансов. По модели КГС увеличение относительного выхода  $\pi^-$ -мезонов с  $p \leq 0,1$  ГэВ/с в СТа-взаимодействиях происходит за счет увеличения доли  $\pi^-$ -мезонов от распада изобар и в большей степени от распада  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонов  $\left( \frac{\rho + \omega}{\Delta^0 + \Delta^-} \approx 2 \right)$ .

Сравнение экспериментальных данных для СТа-взаимодействий с моделью кварк-глюонных струн показало, что использованный нами вариант КГСМ может претендовать лишь на качественное описание формы инклюзивных распределений  $\pi^-$ -мезонов по кинематическим переменным. В модели КГС существенно завышена (в 1,5 раза) средняя множественность  $\pi^-$ -мезонов для СТа-взаимодействий. Тот факт, что эта модель удов-

летворительно описывает экспериментальные данные, полученные при анализе  $pC$ -,  $dC$ -,  $\alpha C$ -и  $CC$ -взаимодействий [1], где роль вторичных процессов невелика, позволяет сделать вывод, что расхождение модели с экспериментом связано с не совсем корректным учетом вторичных взаимодействий частиц в ядре тантала. Вместе с тем, модель КГС [2] хорошо описывает зависимость величины  $R$  от поперечного импульса  $\Lambda^-$ -мезонов до 0,5 ГэВ/с (рис.2).

Авторы благодарят С.Ю.Сивоклокова за представление моделированных событий и полезные обсуждения, В.Д.Тонесева — за полезные обсуждения и замечания, участников сотрудничества — за вклад в получение экспериментального материала, лаборантов — за просмотр пленок и измерения событий, Л.А.Ратникову — за помощь в оформлении рукописи.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бекмирзасев Р.Н., Кладницкая Е.Н., Шарипова С.А. — Препринт ОИЯИ Р1-93-464, Дубна, 1993; ЯФ, 1995, т.58, вып. 1.
2. Амелин Н.С. и др. — ЯФ, 1990, т.52, вып. 1(7), с.272.
3. Simić L. et al. — Z. Phys. C., 1990, vol.48, p.577.
4. Garbutt D. et al. — Phys. Lett., 1977, vol.B67, p.355.
5. Ahmad S. et al. — Phys. Lett., 1992, vol.B281, p.29.
6. Stachel J. et al. — Nucl. Phys., 1994, vol.A566, p.183c.
7. Röhrich D. et al. — Nucl. Phys., 1994, vol.A566, p.35c.
8. Ströbele H. et al. — Z. Phys., 1988, vol.38, p.89.
9. Simon Gillo J. — Nucl. Phys., 1994, vol.A566, p.175c.
10. Агакишев Г.Н. и др. — ЯФ, 1981, т.34, с.1517.
11. Ивановская И.А. — Сообщение ОИЯИ Р1-91-264, Дубна, 1991.
12. Backović S. et al. — Preprint JINR E1-91-376, Dubna, 1991.
13. Brown G.E. et al. — Phys. Lett., 1991, vol.B253, p.19.
14. Hemmick T.K. — Nucl. Phys., 1994, vol.A566, p.435c.
15. Sollfrank J., Koch R., Heinz U. — Phys. Lett., 1990, vol.B252, p.256.

Рукопись поступила в издательский отдел  
23 сентября 1994 года.