

объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

5523/2-81

9/4-81

P1-81-516

Ц.Баатар, А.П.Гаспарян, В.Г.Гришин,  
И.А.Ивановская, В.Д.Тонеев

АНАЛИЗ ИМПУЛЬСНЫХ  
И УГЛОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК  $\pi^-$ -МЕЗОНОВ,  
РОЖДЕННЫХ  
В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
ПРИ ИМПУЛЬСЕ  $P_0 = 4,2$  ГэВ/с.нукл

Направлено в ЯФ

1981

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение процесса множественного рождения частиц в ядерных столкновениях при высоких энергиях и больших передачах импульса имеет большое значение для понимания механизма сильных взаимодействий и структуры атомного ядра.

Кроме того, в последнее время изучение процесса множественного образования частиц в ядерных столкновениях вызывает большой интерес в связи с теоретическими предсказаниями возможности проявления различных коллективных явлений в ядерном веществе, таких, как ударные волны, образование сверхплотного состояния<sup>1,2</sup> и др.

В адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях, в отличие от нуклон-нуклонных, вторичные частицы могут образоваться в результате многонуклонных взаимодействий, т.е. частицы рождаются в области, кинематически запрещенной для нуклон-нуклонных взаимодействий.

Как подчеркивалось в работе<sup>1</sup>, при изучении взаимодействий элементарных частиц с ядрами и ядер с ядрами при высоких энергиях удобно ввести переменные, несколько отличающиеся от обычных переменных, используемых при анализе столкновений элементарных частиц. Одной из таких переменных является порядок кумулятивности.

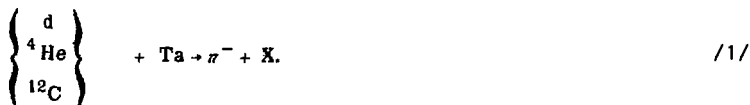
Данная работа является продолжением ранее опубликованной нами работы<sup>3</sup> по исследованию импульсных и угловых характеристик  $\pi^-$ -мезонов, образованных при столкновении релятивистских ядер.

В настоящей работе исследуются импульсные и угловые характеристики /средний импульс, угол вылета, поперечный импульс и быстрота/ отрицательных пионов, рожденных во взаимодействиях ядер дейтерия, гелия и углерода с ядрами тантала ( $A=181$ ) при первичном импульсе ядра-снаряда  $P_0 = 4,2$  ГэВ/с на нуклон, в зависимости от значения переменной, характеризующей порядок кумулятивности. Полученные результаты сравниваются с нуклон-нуклонными данными при соответствующей первичной энергии и с предсказаниями каскадной модели в том ее варианте, который развивается в Дубне В.Д.Тонеевым и К.С.Гудимой /модель ДКМ/<sup>4</sup>. Изучено также поведение инвариантных дифференциальных сечений образования  $\pi^-$ -мезонов в зависимости от порядка кумулятивности.

## 2. МЕТОДИКА ПОЛУЧЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО МАТЕРИАЛА

Для проведения сравнительного анализа экспериментальных данных двухметровая пропановая пузырьковая камера ЛВЗ ОИЯИ облучалась различными ядрами / d ,  ${}^4\text{He}$  и  ${}^{12}\text{C}$  / при одинаковых импульсах на нуклон - 4,2 ГэВ/с. В рабочем объеме камеры в качестве мишени были размещены три танталовые пластинки размером /140x70x1/ мм<sup>3</sup>, находящиеся на расстоянии 93 мм друг от друга.

Исследовались характеристики  $\pi^-$ -мезонов, рожденных в следующих реакциях:



Средний граничный импульс, начиная с которого  $\pi^-$ -мезоны уверенно идентифицировались, составлял 80 МэВ/с. Средняя относительная ошибка в измерении импульсов вторичных частиц составляла 12%, а в измерении углов - 0,01 рад.

Детальные данные относительно поправок на потерю вторичных  $\pi^-$ -мезонов, вылетающих под большим углом ( $\theta > 90^\circ$ ) к направлению пучка, а также другие методические особенности эксперимента подробно описаны в работах <sup>3,5,6</sup>.

Экспериментальный материал состоит из 1067  $\pi^-$ -мезонов из dТа-взаимодействий, 929  $\pi^-$ -мезонов из  $\alpha$ Та-взаимодействий и 3453  $\pi^-$ -мезонов из СТа-взаимодействий.

## 3. СРАВНЕНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ И УГЛОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК $\pi^-$ -МЕЗОНОВ, ОБРАЗОВАННЫХ В СТа-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ С НУКЛОН-НУКЛОННЫМИ ДАННЫМИ И ПРЕДСКАЗАНИЕМ КАСКАДНОЙ МОДЕЛИ

Для выяснения механизма рождения вторичных частиц в ядро-ядерных взаимодействиях нами был проведен сравнительный анализ импульсных и угловых характеристик  $\pi^-$ -мезонов, рожденных в ядро-ядерных и нуклон-нуклонных взаимодействиях. Для  $\pi^-$ -мезонов, рожденных в реакциях /1/, практически не наблюдается зависимости импульсных и угловых характеристик  $\pi^-$ -мезонов от атомного веса ядра-снаряда<sup>3</sup>. Поэтому сравнение с нуклон-нуклонными данными проводилось только для  $\pi^-$ -мезонов, образованных в СТа-взаимодействиях. Данные по нуклон-нуклонным взаимодействиям были получены на основе данных по нейтрон-протонным взаимодействиям при импульсе  $P_0 = 3,83$  ГэВ/с, и опубликованы в работе <sup>7</sup>.

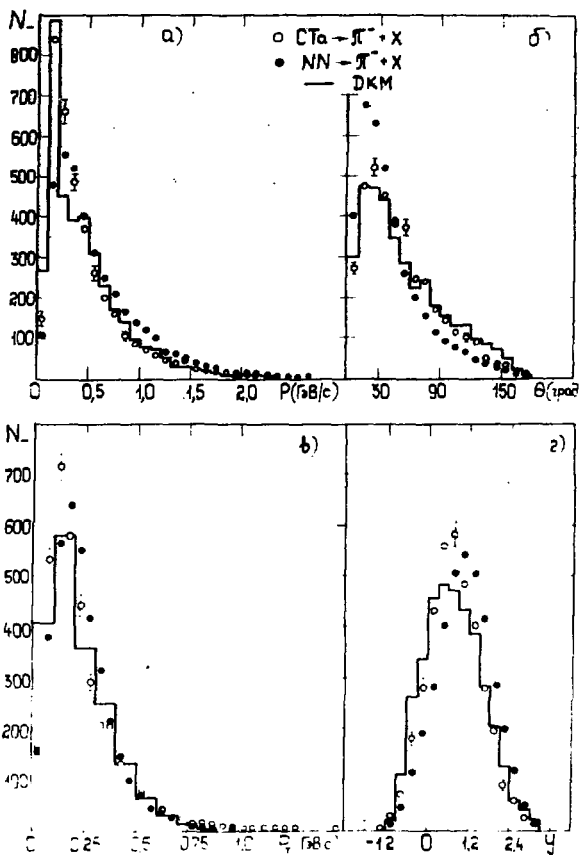


Рис. 1. Импульсные /а/ и угловые /б/ распределения, распределения по поперечному импульсу /в/ и быстройте /г/  $\pi^-$ -мезонов, образованных в СТА и нуклон-нуклонных взаимодействиях. Здесь приведено также предсказание каскадной модели ДКМ для СТА-взаимодействий.

На рис. 1 представлены импульсные и угловые распределения, распределения по поперечному импульсу и быстройте  $\pi^-$ -мезонов, рожденных в СТА и нуклон-нуклонных взаимодействиях. Распределения нормированы на одинаковое полное число  $\pi^-$ -мезонов. Видно,

Таблица 1

Тип взаимодействия		$\langle P \rangle$ (ГэВ/c)	$\langle \theta \rangle$ (рад)	$\langle P_T \rangle$ (ГэВ/c)	$\langle y \rangle$
CTa	$\pi^-$ все	$0,48 \pm 0,01$	$0,90 \pm 0,01$	$0,240 \pm 0,003$	$0,79 \pm 0,01$
	$\pi^-$ назад	$0,21 \pm 0,01$	$2,05 \pm 0,02$	$0,182 \pm 0,005$	$-0,36 \pm 0,01$
HeTa	$\pi^-$ все	$0,50 \pm 0,02$	$0,91 \pm 0,02$	$0,26 \pm 0,01$	$0,76 \pm 0,02$
	$\pi^-$ назад	$0,23 \pm 0,02$	$2,05 \pm 0,03$	$0,20 \pm 0,02$	$-0,35 \pm 0,02$
dTa	$\pi^-$ все	$0,46 \pm 0,01$	$0,99 \pm 0,02$	$0,24 \pm 0,01$	$0,70 \pm 0,01$
	$\pi^-$ назад	$0,20 \pm 0,01$	$2,07 \pm 0,02$	$0,17 \pm 0,01$	$-0,36 \pm 0,02$
NN	$\pi^-$ все	$.571 \pm 0,004$	$.732 \pm 0,005$	$0,238 \pm 0,001$	$1,062 \pm 0,007$
DKM для CTa	$\pi^-$ все	$0,47 \pm 0,01$	$0,96 \pm 0,02$	$0,225 \pm 0,004$	$0,77 \pm 0,01$

что в CТа-взаимодействиях импульсный спектр  $\pi^-$ -мезонов существенно смягчается, а угловое распределение становится заметно шире, чем в случае нуклон-нуклонных взаимодействий. Распределения по поперечному импульсу показывают, что в CТа-взаимодействиях рождается относительно больше, чем в нуклон-нуклонных взаимодействиях,  $\pi^-$ -мезонов с малыми и большими поперечными импульсами, при этом средние значения поперечных импульсов в рассматриваемых реакциях оказываются близкими, хотя сами распределения заметно различаются. Из рис.1г видно, что быстрое распределение  $\pi^-$ -мезонов, образованных в CТа-взаимодействиях, по сравнению с нуклон-нуклонными данными существенно смещается в сторону области фрагментации ядра-мишени.

На рис.1 приведены также предсказания каскадной модели DKM<sup>4</sup>. Видно, что каскадная модель в основном удовлетворительно описывает все экспериментальные распределения для CТа-взаимодействий. Для количественного сравнения средние характеристики  $\pi^-$ -мезонов, образованных в нуклон-нуклонных взаимодействиях, и предсказания каскадной модели DKM приведены в табл.1 вместе с экспериментальными данными для реакций /1/, взятыми

из нашей предыдущей работы<sup>3/</sup>. Ошибки, указанные в таблице, - статистические.

#### 4. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ $\pi^-$ -МЕЗОНОВ ПО ПЕРЕМЕННОЙ $n_k$ , ХАРАКТЕРИЗУЮЩЕЙ ПОРЯДОК КУМУЛЯТИВНОСТИ

Порядком кумулятивности называется следующая величина<sup>8/</sup>:

$$n_k = \frac{E - p}{m_p}, \quad /2/$$

где  $E$  и  $p$  - энергия и продольный импульс частиц в лабораторной системе координат, а  $m_p$  - масса протона. Эту переменную можно интерпретировать как минимальную массу мишени, необходимую для образования данной вторичной частицы, так как при суммировании по всем вторичным частицам получается величина массы мишени, определяемая на основе законов сохранения энергии и импульса.

На рис.2 представлены распределения  $\pi^-$ -мезонов по величине  $n_k$  для трех типов взаимодействий /1/. Распределения нормированы на одно взаимодействие.

Из рис.2 видно, что эти распределения при  $n_k \geq 0,05$  /для дейтронов при  $n_k > 0,15$ / имеют экспоненциальный характер. В табл.2 приведены средние значения переменной  $n_k$  для различных ядер-снарядов и значения параметров наклона, полученные при фитировании распределений /рис.2/ экспоненциальной зависимостью следующего вида:

$$\frac{dN_-}{dn_k} = a e^{-bn_k} \quad /3/$$

Из табл.2 видно, что средние значения переменной  $n_k$  и величины параметра наклона "b" практически не зависят от типа ядра-снаряда.

Таблица 2

Название величины	dTa	HeTa	CTa
$\langle n_k \rangle$	0,194±0,005	0,186±0,006	0,176±0,002
b	5,9±0,2	7,0±0,3	6,6±0,2
$\chi^2$	2,3	1,1	1,24

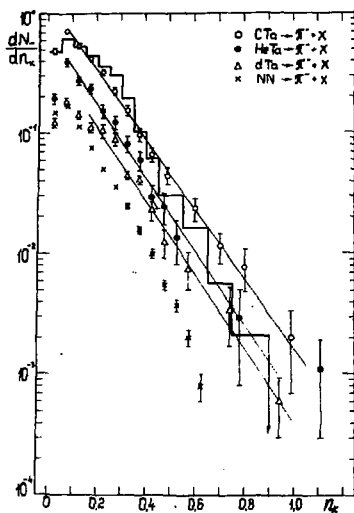


Рис. 2. Распределения  $\pi^-$ -мезонов по переменной  $p_k$ , характеризующей порядок кумулятивности.

На рис. 2 для сравнения приведены также распределения  $\pi^-$ -мезонов по величине  $p_k$  для нуклон-нуклонных взаимодействий при первичном импульсе  $P_0 = 3,83$  ГэВ/с и предсказание каскадной модели ДКМ <sup>14</sup> для STa-взаимодействий /гистограмма/. Из рис. 2 видно, что формы распределений по переменной  $p_k$  для нуклон-нуклонных и ядро-ядерных взаимодействий несколько различаются, наблюдается также различие между экспериментальным распределением и предсказанием каскадной модели для STa-взаимодействий.

Следует отметить, что в нуклон-нуклонных взаимодействиях не наблюдаются  $\pi^-$ -мезоны с  $p_k > 0,6$ , хотя полное количество зарегистрированных  $\pi^-$ -мезонов в нуклон-нуклонных взаимодействиях почти в 4 раза больше, чем в STa-взаимодействиях.

Количество  $\pi^-$ -мезонов, генерированных по каскадной модели, примерно в 1,5 раза больше, чем в экспериментальных STa-взаимодействиях. Однако при этом в генерированных событиях не наблюдаются  $\pi^-$ -мезоны с  $p_k > 0,9$ , а в экспериментальном распределении значения  $p_k$  доходят до 1,2.

##### 5. ЗАВИСИМОСТЬ СРЕДНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ПИОНОВ ОТ ПЕРЕМЕННОЙ $p_k$

На рис. 3 представлена зависимость средних значений импульсов отрицательных пионов, рожденных в столкновениях легких релятивистских ядер  $d$ ,  $^4\text{He}$  и  $^{12}\text{C}$  с ядрами тантала ( $A=181$ ), от значений переменной  $p_k$ . Из рис. 3 видно, что при увеличении значения переменной  $p_k$  средние значения импульсов отрицательных пионов сначала резко уменьшаются, достигают минимума при значении  $p_k \approx (0,2 \div 0,3)$ , а при дальнейшем увеличении переменной  $p_k$  существенно растут. Такое поведение средних значений импульсов наблюдается для всех трех типов взаимодействий.

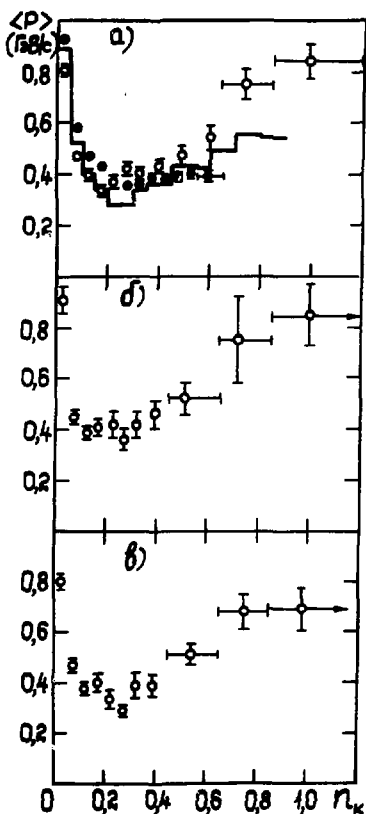


Рис.3. Средние значения импульсов  $\pi^-$ -мезонов в зависимости от переменной  $n_k$ , для STa /а/, HeTa /б/ и dTa /в/ взаимодействий /светлые кружки/. На рис.3а приведены также данные по нуклон-нуклонным взаимодействиям /черные кружки/ и предсказание каскадной модели ДКМ для STa-взаимодействий /гистограмма/.

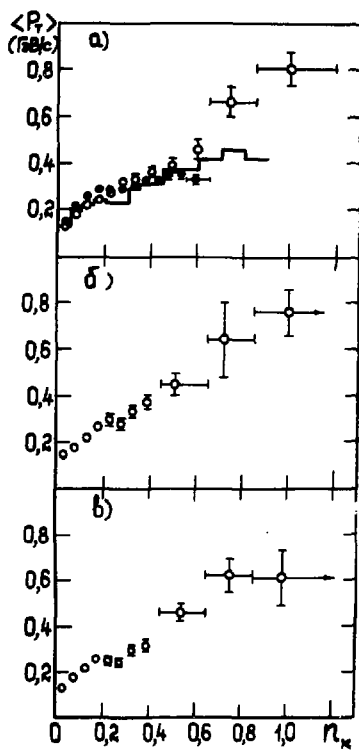


Рис.4. Зависимость средних поперечных импульсов  $\pi^-$ -мезонов от переменной  $n_k$  для STa /а/, HeTa /б/ и dTa /в/ взаимодействий /светлые кружки/. На рис.4а приведены также данные по нуклон-нуклонным взаимодействиям /черные кружки/ и предсказание каскадной модели ДКМ для STa-взаимодействий /гистограмма/.



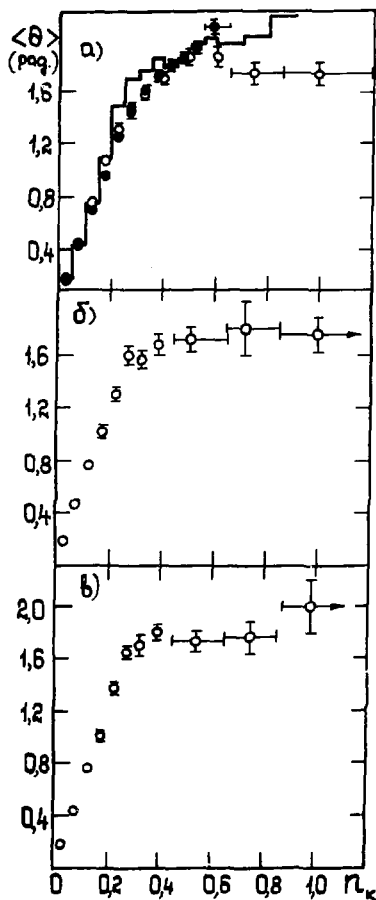


Рис. 5. Зависимость среднего угла вылета  $\pi^-$ -мезона от переменной  $p_k$  для  $STa$  /а/,  $NeTa$  /б/ и  $dTa$  /в/ взаимодействий /светлые кружки/. На рис.5а приведены также данные по нуклон-нуклонным взаимодействиям /черные кружки/ и предсказания каскадной модели ДКМ для  $STa$ -взаимодействий /гистограмма/.

Для того, чтобы понять наблюдаемую зависимость средних импульсов пионов от переменной  $p_k$ , были построены подобные распределения для других характеристик отрицательных  $\pi^-$ -мезонов.

На рис.4 представлена зависимость средних поперечных импульсов  $\langle p_T \rangle$   $\pi^-$ -мезонов от переменной  $p_k$ . Видно, что с увеличением значения переменной  $p_k$  наблюдается существенный рост средних поперечных импульсов  $\pi^-$ -мезонов.

На рис.5 показана зависимость среднего угла вылета вторичных  $\pi^-$ -мезонов от переменной  $p_k$  для каждого типа взаимодействия. Из рис.5 видно, что с увеличением значения переменной  $p_k$  средние значения углов вылета вторичных  $\pi^-$ -мезонов  $\langle \theta \rangle$  сначала резко увеличиваются, а потом, начиная со значения переменной  $p_k \approx 0,3 \div 0,4$ , выходят на плато.

Средние значения быстрот  $\langle u \rangle$  отрицательных пионов в зависимости от переменной  $p_k$  приведены на рис.6. Эти экспериментальные данные показывают, что с увеличением значения переменной  $p_k$  средние значения быстрот вторичных отрицательных пионов довольно быстро уменьшаются, а потом также при значении переменной  $p_k \approx 0,3 \div 0,4$  резкая зависимость между  $\langle u \rangle$  и  $p_k$  практически исчезает, как в случае угловых распределений.

На рис.3а, 4а, 5а и 6а вместе с экспериментальными данными для  $STa$ -взаимодействий приведены также зависимости от переменной  $p_k$  соответственно сред-

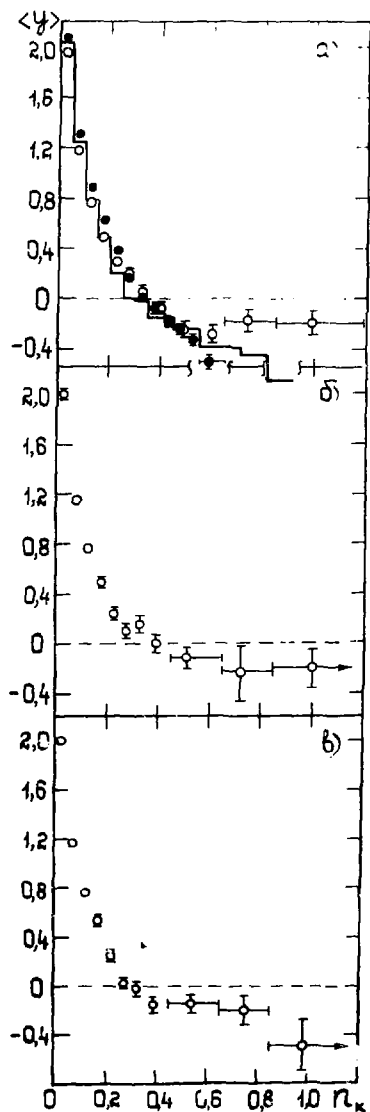


Рис.6. Зависимость средних значений быстрот от переменной  $p_k$  для STa/a/, NeTa/б/ и dTa/в/ взаимодействий /светлые кружки/. На рис.6а приведены также данные по нуклон-нуклонным взаимодействиям /черные кружки/ и предсказание каскадной модели ДКМ для STa-взаимодействий /гистограмма/.

них импульсов, поперечных импульсов, углов вылета и быстрот  $\pi^-$ -мезонов, рожденных в нуклон-нуклонных взаимодействиях. Из рис.3а видно, что с увеличением значения переменной  $p_k$  средние значения импульсов отрицательных пионов, рожденных в нуклон-нуклонных взаимодействиях, сначала резко уменьшаются, как и в случае STa-взаимодействий, а потом, начиная со значения  $p_k = \approx /0,2 \div 0,3/$ , выходят на плато. Следует отметить, что в той области, где  $p_k < 0,25$ , средние значения импульсов пионов, образованных в нуклон-нуклонных взаимодействиях, систематически больше, чем в случае STa-взаимодействий. Таким образом, в области  $p_k < 0,25$  импульсный спектр  $\pi^-$ -мезонов, образованных в STa-взаимодействиях, существенно смягчается по сравнению со спектром в нуклон-нуклонных взаимодействиях. При переходе к области  $p_k > 0,25$  наблюдается обратная ситуация, т.е. с увеличением значения этой переменной средние импульсы пионов, рожденных в STa-взаимодействиях, существенно растут по сравнению с данными для нуклон-нуклонных взаимодействий, для которых в этой области  $p_k$  средние значения импульсов практически остаются постоянными.

Таблица 3

Тип взаимодействия	$\langle P \rangle$ /ГэВ/с/	$\langle \theta \rangle$ /рад/	$\langle P_T \rangle$ /ГэВ/с/	$\langle y \rangle$	
СТа	I группа / $n_k < 0,25$ /	0,49 $\pm$ 0,01	0,69 $\pm$ 0,01	0,202 $\pm$ 0,003	1,01 $\pm$ 0,01
	II группа / $n_k > 0,25$ /	0,46 $\pm$ 0,01	1,63 $\pm$ 0,02	0,37 $\pm$ 0,01	0,00 $\pm$ 0,02
HeTa	I группа	0,49 $\pm$ 0,02	0,71 $\pm$ 0,02	0,21 $\pm$ 0,01	0,98 $\pm$ 0,02
	II группа	0,51 $\pm$ 0,03	1,60 $\pm$ 0,04	0,42 $\pm$ 0,02	0,04 $\pm$ 0,03
dTa	I группа	0,48 $\pm$ 0,02	0,72 $\pm$ 0,02	0,20 $\pm$ 0,01	0,98 $\pm$ 0,02
	II группа	0,41 $\pm$ 0,02	1,72 $\pm$ 0,03	0,35 $\pm$ 0,02	-0,06 $\pm$ 0,03

Из рис. 4а видно, что с увеличением переменной  $p_k$  средние значения поперечных импульсов  $\pi^-$ -мезонов, образованных в нуклон-нуклонных взаимодействиях, сначала растут, а потом, начиная со значения  $p_k \approx (0,2 \div 0,3)$ , выходят на плато. Таким образом, в области  $p_k > 0,25$  средние поперечные импульсы  $\pi^-$ -мезонов, образованных в  $\pi\pi$ -взаимодействиях, систематически больше, чем у  $\pi^-$ -мезонов, образованных в нуклон-нуклонных взаимодействиях.

В той области  $p_k$ , где наблюдается рождение  $\pi^-$ -мезонов в нуклон-нуклонных взаимодействиях,  $p_k < 0,6$ , зависимость среднего угла вылета  $\pi^-$ -мезонов от переменной  $p_k$  приблизительно такая же, как в случае  $\pi\pi$ -взаимодействий /см. рис. 5а/.

Из рис. 6а видно, что при малых значениях переменной  $p_k$  ( $p_k < 0,25$ ) средние значения быстрот  $\pi^-$ -мезонов, рожденных в нуклон-нуклонных взаимодействиях, немного больше, чем у  $\pi^-$ -мезонов, рожденных в  $\pi\pi$ -взаимодействиях, а при дальнейшем увеличении  $p_k$  наблюдается обратная тенденция.

На рис. 3а, 4а, 5а и 6а приведены также предсказания каскадной модели ДКМ для зависимости средних характеристик  $\pi^-$ -мезонов из  $\pi\pi$ -взаимодействий от переменной  $p_k$ . Из этих рисунков видно, что до значения переменной  $p_k \approx 0,5 \div 0,6$  каскадная модель ДКМ<sup>4/</sup> неплохо описывает экспериментальные распределения, но при дальнейшем увеличении переменной  $p_k$  модельные предсказания не согласуются с экспериментальными данными, и тем сильнее, чем больше значение  $p_k$ .

На основе изменения поведения средних характеристик  $\pi^-$ -мезонов ( $\langle r \rangle_{\pi^-}$ ,  $\langle \theta \rangle_{\pi^-}$ ,  $\langle u \rangle_{\pi^-}$ ), в зависимости от значения переменной  $p_k$ , все  $\pi^-$ -мезоны, образованные в реакциях /1/, были разделены на две группы: к первой отнесены  $\pi^-$ -мезоны с  $p_k < 0,25$ , а ко второй группе -  $\pi^-$ -мезоны с  $p_k > 0,25$ . В табл. 3 приведены средние характеристики этих двух групп мезонов для разных ядер-снарядов. Из таблицы видно, что для всех типов взаимодействий средний импульс  $\langle r \rangle$  обеих групп мезонов практически одинаков, средний угол вылета  $\langle \theta \rangle$  и средний поперечный импульс  $\langle r_T \rangle$  у  $\pi^-$ -мезонов II группы существенно больше, чем у  $\pi^-$ -мезонов I группы. Среднее значение скорости у  $\pi^-$ -мезонов II группы  $\langle u \rangle \neq 0$ , а среднее значение скорости  $\langle u \rangle$  у  $\pi^-$ -мезонов I группы существенно больше, чем у  $\pi^-$ -мезонов II группы, т.е.  $\pi^-$ -мезоны II группы преимущественно образуются в области фрагментации ядра-мишени, а  $\pi^-$ -мезоны I группы - в области фрагментации ядра-снаряда.

## 6. АНАЛИЗ СТРУКТУРНЫХ ФУНКЦИЙ

Нами было исследовано поведение структурной функции

$$f(\vec{p}) = E \frac{d\sigma}{d\vec{p}} = \frac{E}{p^2} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{|p - E \cdot \cos\theta|}{p^2 \cdot m_p} \frac{d\sigma}{dn_k d\Omega} \quad /4/$$

для  $\pi^-$ -мезонов, рожденных в реакциях /1/, в зависимости от переменной  $n_k$ . На рис. 7 представлены структурные функции для трех типов взаимодействий, проинтегрированные по угловым переменным, т.е.

$$\Phi(n_k) = \int f(\vec{p}) d\Omega. \quad /5/$$

Из рис. 7 видно, что инвариантные дифференциальные сечения образования  $\pi^-$ -мезонов в рассматриваемых реакциях ведут себя по-разному в областях, разделяемых значением переменной  $n_k \approx 0,25$ . В области значений  $n_k < 0,25$  структурная функция  $\Phi(n_k)$  монотонно растет, а в области  $n_k > 0,25$  данная функция падает по экспоненциальному закону.

На рис. 8 представлены структурные функции только для летящих назад  $\pi^-$ -мезонов ( $\theta_{\text{лаб.}} > 90^\circ$ ). Они имеют такой же характер, как и для всех  $\pi^-$ -мезонов.

Приведенные на рис. 6 и 7 распределения были аппроксимированы функцией

$$\Phi(n_k) = a_1 e^{-b_1 n_k} \quad /6/$$

в области  $n_k > 0,25$ . Значения параметра наклона  $b_1$  и величины  $\chi^2$  на одну степень свободы приведены в табл. 4 для всех  $\pi^-$ -мезонов и для летящих назад  $\pi^-$ -мезонов.

Из табл. 4 видно, что, во-первых, параметр наклона экспоненциальной функции практически не зависит от типа ядра-снаряда и, во-вторых, он одинаков для всех и летящих назад  $\pi^-$ -мезонов. Этот факт, по-видимому, указывает на то, что структурные функции в области  $n_k > 0,25$  не зависят от угла вылета вторичных частиц, а зависят только от переменной  $n_k$ .

В работах <sup>9,10</sup> изучался процесс образования  $\pi^-$ -мезонов, вылетающих под углом  $180^\circ$  в протон-ядерных взаимодействиях, в зависимости от атомного веса ядра-мишени и от энергии падающего протона. Основные выводы этих работ сводятся к следующему:

- экспериментальные значения инвариантного дифференциального сечения достаточно хорошо описываются экспоненциальной зависимостью вида

$$f(T) = a_0 e^{-T/T_0} \quad /7/$$

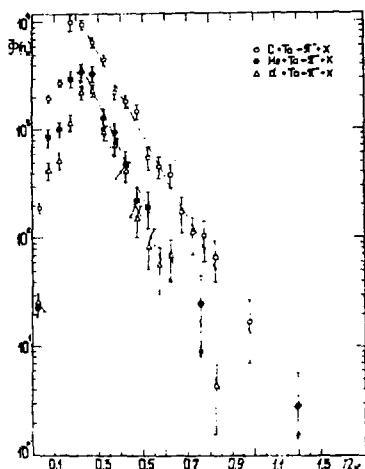


Рис. 7. Структурные функции для  $\pi^-$ -мезонов в зависимости от переменной  $x_k$ .

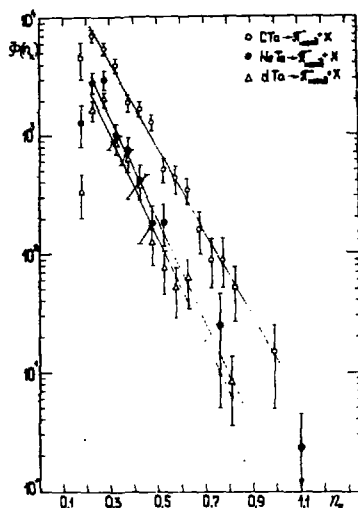


Рис. 8. Структурные функции для летящих назад  $\pi^-$ -мезонов в зависимости от переменной  $x_k$ .

Таблица 4

Тип взаимодействия	$\pi^-$ все		$\pi^-$ назад		$T_0$ /ГэВ/ назад	$\chi^2$
	$b_1$	$\chi^2$	$b_1$	$\chi^2$		
dTa	12,4 $\pm$ 0,6	1,82	10,3 $\pm$ 0,7	1,80	0,060 $\pm$ 0,004	1,5
HeTa	10,2 $\pm$ 0,8	1,4	10,3 $\pm$ 1,0	0,97	0,059 $\pm$ 0,005	1,4
СТa	8,7 $\pm$ 0,3	0,78	8,3 $\pm$ 0,3	0,75	0,071 $\pm$ 0,003	1,2

где  $T$  - кинетическая энергия пиона, а  $T_0$  - параметр, определяющий скорость убывания функции  $f(T)$ , который называют температурой системы;

- параметр  $T_0$  в пределах экспериментальных ошибок не зависит от атомного веса ядра-мишени. Начиная с импульса падающего протона  $p \approx 13,5 \pm 4$  / ГэВ/с, параметр  $T_0$  перестает зависеть от импульса первичного протона. При этом численное значение параметра  $T_0$  равно  $\sim 60$  МэВ.

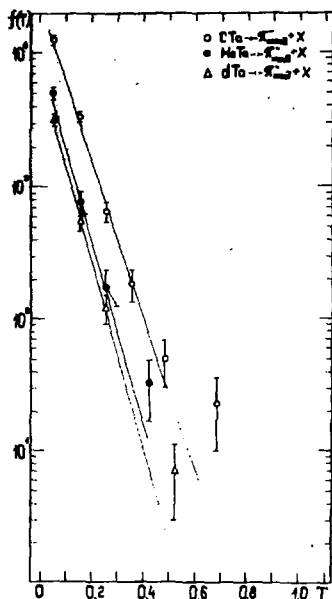


Рис.9. Структурные функции для летящих назад  $\pi^-$ -мезонов в зависимости от кинетической энергии  $T$ .

С целью проведения сравнительного анализа на рис.9 представлена зависимость инвариантных дифференциальных сечений от кинетической энергии пионов, летящих в заднюю полусферу в лабораторной системе координат, для трех типов ядер-снарядов. Экспериментальные данные были аппроксимированы функцией /7/. Значения параметра  $T_0$  и величины  $\chi^2$  на одну степень свободы приведены в табл.4. Из рис.9 и табл.4 видно, что инвариантные сечения рождения  $\pi^-$ -мезонов, вылетающих в заднюю полусферу ( $\theta = 90^\circ$ ), для всех типов налетающих ядер хорошо описываются экспоненциальной зависимостью /7/, и величина параметра  $T_0$  для dTa и NeTa - взаимодействий получается такая

же, как в случае рождения  $\pi^-$ -мезонов под углом  $180^\circ$  в протон-ядерных взаимодействиях  $^9,10$ , а для STa-взаимодействий величина параметра  $T_0$  немного больше.

В табл.1 приведены средние характеристики летящих назад  $\pi^-$ -мезонов, рожденных в реакциях /1/. Из приведенных в табл.1 величин можно сделать вывод о том, что средние характеристики ( $\langle R_{\pi^-} \rangle$ ,  $\langle \theta_{\pi^-} \rangle$ ,  $\langle T_{\pi^-} \rangle$  и  $\langle Y_{\pi^-} \rangle$ )  $\pi^-$ -мезонов, вылетающих в заднюю полусферу так же, как и всех  $\pi^-$ -мезонов, в пределах экспериментальных ошибок не зависят от атомного веса ядра-снаряда.

## ВЫВОДЫ

1. Импульсные и угловые характеристики  $\pi^-$ -мезонов, образованных во взаимодействиях легких релятивистских ядер с ядрами тантала, существенно отличаются от соответствующих характеристик  $\pi^-$ -мезонов, образованных в нуклон-нуклонных взаимодействиях.
2. Характер зависимости средних характеристик и структурных функций вторичных  $\pi^-$ -мезонов от переменной  $p_k$ , характеризую-

щей порядок кумулятивности, существенно меняется в области значений переменной  $p_k \approx (0,2 \div 0,4)$ .

3. Зависимости от порядка кумулятивности импульсных характеристик  $\pi^-$ -мезонов, рожденных в ядро-ядерных столкновениях, в области  $p_k < (0,2 \div 0,4)$  мало отличаются от соответствующих зависимостей для  $\pi^-$ -мезонов, рожденных в нуклон-нуклонных взаимодействиях. А в области  $p_k > (0,2 \div 0,4)$  эти зависимости существенно отличаются.

4. Каскадная модель ДКМ неплохо описывает импульсные и угловые распределения  $\pi^-$ -мезонов из  $\text{C}^{12}$ -взаимодействий и наблюдаемую зависимость средних характеристик  $\pi^-$ -мезонов от порядка кумулятивности в области значений  $p_k < (0,5 \div 0,6)$ . При больших значениях  $p_k$  предсказания модели не согласуются с экспериментальными данными.

Наблюдаемое расхождение между экспериментом и теорией, скорее всего, связано с рождением кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов в области фрагментации ядра-мишени. Такой вывод находится в согласии с результатами, полученными нами в предыдущей работе<sup>3/</sup>.

В заключение авторы выражают благодарность участникам Сотрудничества по исследованиям на 2-метровой пропановой камере за предоставление экспериментального материала.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, т.8, вып.3, с.429.
2. Мигдал А.Б. ЖЭТФ, 1971, 61, с.2209; УФН, 1977, 123, с.369.
3. Агакишиев С.Н. и др. ОИЯИ, P1-81-176, Дубна, 1981.
4. Гудима К.К., Тонеев В.Д. ОИЯИ, P2-10431, Дубна, 1977; ЯФ, 1978, 27, с.658.
5. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, 1-12424, Дубна, 1979.
6. Гаспарян А.П., Гулканян Г.Р., Корчагин С.А. ОИЯИ, 1-80-778, Дубна, 1980.
7. Абдивалиев А. и др. ОИЯИ, P1-81-437, Дубна, 1981.
8. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1979, 10, с.949.
9. Balđin A.M. et al. JINR, E1-8054, Dubna, 1974.
10. Schroeder L.S. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 43, p.1787.

Рукопись поступила в издательский отдел  
29 июля 1981 года.