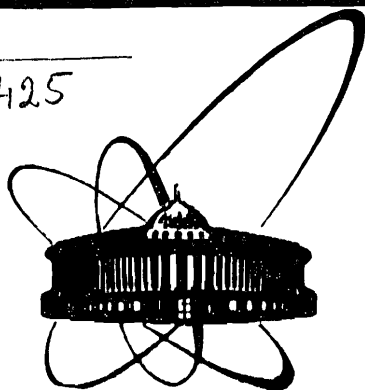


Б 425



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

СЗ46.45 IC 3431 41СЗ46.24

P1-87-311

Р.Н.Бекмирзаев<sup>2</sup>, В.Г.Гришин, И.Долейши<sup>1</sup>,  
И.А.Ивановская, М.М.Муминов<sup>2</sup>,  
С.А.Прокопиева<sup>3</sup>, З.Трка<sup>1</sup>

ИМПУЛЬСНЫЕ И УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
 $\pi$ -МЕЗОНОВ, ОБРАЗОВАННЫХ  
ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  $np$ ,  $pp$ ,  $nC$  И  $nTa$   
ПРИ ИМПУЛЬСЕ  $P_0 = 4,2$  ГэВ/с

Направлено в журнал "Ядерная физика"

<sup>1</sup> Карлов университет, Прага

<sup>2</sup> Самаркандский государственный  
университет

<sup>3</sup> Высший машинно-электротехнический  
институт, Варна

## ВВЕДЕНИЕ

Для понимания механизма адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий и для проверки теоретических моделей представляет интерес экспериментальное изучение зависимости множественности, импульсных и угловых характеристик вторичных частиц от атомного веса как ядра-снаряда, так и ядра-мишени.

Множественность, импульсные и угловые характеристики  $\Pi^-$ -мезонов, образующихся при взаимодействии легких ядер ( $p, d, \alpha, C$ ) при  $P_0 = 4,2$  ГэВ/с на нуклон с ядрами углерода ( $^{12}C_6$ ) и тантала ( $^{181}Ta_{73}$ ), изучались нами в работах <sup>/1-5/</sup>. В работах <sup>/6,7/</sup> были получены множественности  $\Pi^-$ -мезонов, образующихся в  $nC$ - и  $nTa$ -взаимодействиях.

Настоящая работа является продолжением предыдущих работ и посвящена изучению импульсных и угловых характеристик  $\Pi^-$ -мезонов, рожденных при взаимодействии нейтронов с протонами и ядрами углерода и тантала. Для сравнения в одинаковых экспериментальных условиях получены данные по протон-протонным взаимодействиям.

Экспериментальные результаты сравниваются с расчетами по каскадной модели, разработанной в Дубне (ДКМ) <sup>/8/</sup>.

## МЕТОДИКА ПОЛУЧЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Для анализа  $np$ -,  $pp$ -,  $nC$ - и  $nTa$ -взаимодействий были использованы стереофотографии, полученные при облучении двухметровой пропановой ( $C_3H_8$ ) пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ дейтронами и протонами с импульсом 4,2 ГэВ/с на нуклон. Некоторые методические вопросы, связанные с облучением камеры и обработкой экспериментальной информации, опубликованы в <sup>/9,10/</sup>.

В рабочем объеме камеры были размещены три танталовые пластинки толщиной 1 мм на расстоянии 93 мм друг от друга. Все взаимодействия дейтронов и протонов с пропаном и танталом, зарегистрированные в эффективном объеме камеры, измерялись на полуавтоматах САМЕТ и обчитывались на ЭВМ с помощью комплекса программ ГЕОФИТ.

Отрицательные пионы идентифицировались по отклонению в магнитном поле камеры. Среди них примесь неидентифицированных электронов не превышает 5% <sup>/10/</sup>, а отрицательных странных частиц 1%. Средний граничный импульс, начиная с которого  $\Pi^-$ -мезоны уверенно идентифицировались, составляет 70 МэВ/с для взаимодействий в пропане и 80 МэВ/с для взаимодействий в танталовых пластинках. Анализ распреде-

лений  $\Pi^-$ -мезонов по азимутальному углу  $\varphi$  показывает, что потери их из-за большого угла наклона трека к плоскости фотографирования составляют около 3% для взаимодействий в пропане и около 10% для взаимодействий в тантале (с учетом поглощения в танталовых пластинках). В экспериментальные данные были внесены поправки, учитывающие эти потери для взаимодействий в тантале <sup>/11/</sup>. Средняя ошибка в определении импульсов  $\Pi^-$ -мезонов  $\langle \Delta p/p \rangle = 11,0\%$ . Средняя ошибка в определении их углов вылета  $\langle \Delta \theta \rangle = 0,5^\circ$ .

Взаимодействия дейтронов с ядрами углерода выделялись из всех  $d(C_3H_8)$ -взаимодействий по критериям, описанным в <sup>/12/</sup>, с добавлением ещё одного критерия: событие относилось к  $dC$ -взаимодействиям, если суммарное кумулятивное число всех вторичных заряженных частиц в звезде, кроме протона-спектатора, составляло

$$n_k = \sum_i^{n_{ch}} \frac{(E_i - p_i'')}{m_p} > 1,2.$$

Здесь  $m_p$  - масса протона,  $E_i, p_i''$  - энергия и продольный импульс вторичной частицы,  $n_{ch}$  - число заряженных вторичных частиц. Отобранные таким образом события составляют 96 - 98% <sup>/13/</sup> от всех ожидаемых (в соответствии с сечениями взаимодействия) неупругих  $dC$ -столкновений. Остальные события относились к  $dp$ -взаимодействиям. Взаимодействия  $pC$  и  $pp$  выделялись из  $p(C_3H_8)$ -соударений аналогичным образом. Эффективность регистрации неупругих  $pp$ - и  $dp$ -взаимодействий в пропановой камере составляет около 100% <sup>/12/</sup>.

Процедура выделения  $nC$ - и  $nTa$ -взаимодействий из всех  $dC$ ;  $dTa$ -соударений по протонам-спекторам подробно описана в работе <sup>/7/</sup>.

Изучение элементарных взаимодействий,  $pp$  и  $np$ , в пропановой камере интересно тем, что в одинаковых экспериментальных условиях позволяет сравнить данные о рождении  $\Pi^-$ -мезонов в нуклон-нуклонных и ядро-ядерных взаимодействиях.

Для анализа в работе использовано 7494  $d(C_3H_8)$ -, 4693  $p(C_3H_8)$ - и 1330  $dTa$ -взаимодействий.

Для сравнения с моделью ДКМ было смоделировано 17000  $pC$ -взаимодействий и 17600  $dC$ -взаимодействий. Все смоделированные события были записаны на магнитную ленту и обработаны по тем же программам, что и экспериментальный материал.

## ИМПУЛЬСНЫЕ И УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ $\Pi^-$ -МЕЗОНОВ, ОБРАЗОВАННЫХ В НЕУПРУГИХ $pp$ - И $np$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ $P_0 = 4,2$ ГэВ/с

Импульсные спектры  $\Pi^-$ -мезонов, образованных в  $pp$ - и  $np$ -взаимодействиях, представлены на рис. 1. Спектры нормированы на одно взаи-

Таблица I

Значения параметра наклона  $\beta$  (ГэВ/с)<sup>-1</sup> импульсного спектра  $\Pi^-$ -мезонов, рождающихся в разных реакциях при первичных импульсах 4,2 ГэВ/с на нуклон ( $A_i$  - падающее ядро,  $A_t$  - ядро-мишень). В скобках указаны значения  $\chi^2$  на одну степень свободы

$A_t \backslash A_i$	$n$	$p$	$d$	$\alpha$	$C$
P	$1,9 \pm 0,1$ (1,9)	$2,4 \pm 0,2$ (1,5)			
C	$1,7 \pm 0,1$ (1,5)	$2,4 \pm 0,1^{xx}$ (1,5)	$1,96 \pm 0,07^{xx}$ (1,3)	$1,91 \pm 0,06^{xx}$ (2,7)	$1,89 \pm 0,06^{xx}$ (3,3)
Ta	$2,1 \pm 0,3$ (0,6)	$3,0 \pm 0,2^{xx}$ (0,4)	$2,8 \pm 0,1^{xx}$ (1,1)	$2,6 \pm 0,1^{xx}$ (2,0)	$2,6 \pm 0,05^{xx}$ (1,5)
C(ДКМ)	$2,09 \pm 0,04$ (2,4)	$2,46 \pm 0,03$ (4,7)	$2,22 \pm 0,02$ (4,9)	$1,88 \pm 0,03^{xx}$ (2,8)	$1,92 \pm 0,04^{xx}$ (1,1)

х) Данные из работ /3,5/.

xx) Предварительные данные, полученные без учёта эффективности регистрации  $\Pi^-$ -мезонов.

модействие. Прямые линии представляют собой результат аппроксимации экспериментальных спектров в интервале  $0,2 < p < 2,4$  ГэВ/с экспоненциальной зависимостью:

$$\frac{dn_-}{dp} = a \exp(-\beta p). \quad (I)$$

В таблице I приведены значения параметра наклона  $\beta$  для  $pp$ - и  $np$ -реакций и соответствующие им значения  $\chi^2$  на одну степень свободы. Как видно из рис. I и табл. I, импульсные спектры  $\Pi^-$ -мезонов удовлетворительно аппроксимируются экспоненциальной зависимостью в виде (I) для обоих типов взаимодействий. Полученное нами значение параметра наклона для  $np$ -взаимодействий ( $1,9 \pm 0,1$ ) совпадает со значением, которое можно получить из экспериментальных данных работы /14/, выполненной с помощью водородной камеры, облученной нейтронами. Значение параметра наклона  $\beta$  для спектра  $\Pi^-$ -мезонов из  $pp$ -взаимодействий больше, чем для  $np$ -соударений (табл. I). Из рисунка I вид-

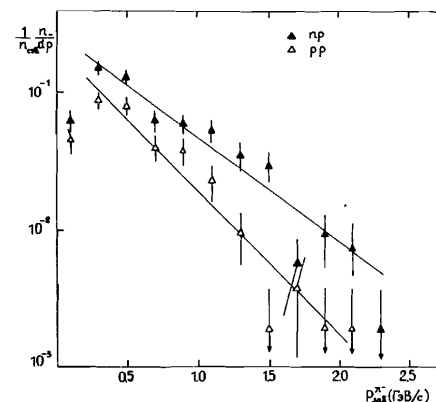


Рис. I. Импульсные спектры  $\Pi^-$ -мезонов из  $np$ - и  $pp$ -взаимодействий. Прямые линии - результат аппроксимации спектров экспонентой.

но, что спектр  $\Pi^-$ -мезонов, образующихся в  $pp$ -взаимодействиях, значительно мягче, чем в  $np$ -соударениях, т.е. в  $np$ -столкновениях образуется больше быстрых  $\Pi^-$ -мезонов, чем в  $pp$ -соударениях. Это объясняется значительным вкладом в образование  $\Pi^-$ -мезонов процесса диссоциации первичного нейтрона:  $n \rightarrow p + \pi^-$ .

В таблице 2 приведены средние характеристики  $\Pi^-$ -мезонов, образованных во взаимодействиях нейтронов и протонов с протонами: средний импульс  $\Pi^-$ -мезонов -  $\langle p \rangle$ , средний угол вылета по отношению к направлению первичного нуклона -  $\langle \theta \rangle$ , средний поперечный импульс -  $\langle p_{\perp} \rangle$  и средняя быстрота -  $\langle y \rangle$ . Из табл. 2 видно, что у  $\Pi^-$ -мезонов из  $np$ -взаимодействий средний импульс больше, а угол вылета меньше, чем у  $\Pi^-$ -мезонов из  $pp$ -взаимодействий.

На рис. 2 приведены угловые распределения  $\Pi^-$ -мезонов из  $np$ - и  $pp$ -взаимодействий. Они очень близки друг к другу, однако, видно, что в  $np$ -взаимодействиях больше  $\Pi^-$ -мезонов летит под малыми углами.

Средние значения поперечных импульсов  $\Pi^-$ -мезонов для этих типов взаимодействий совпадают. Наблюдается уменьшение средней быстроты  $\langle y \rangle$  при переходе от  $np$ -к  $pp$ -соударениям (табл. 2).

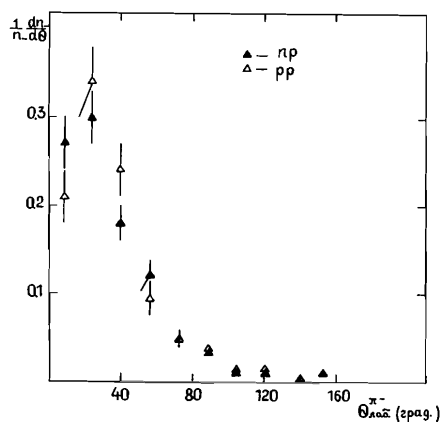
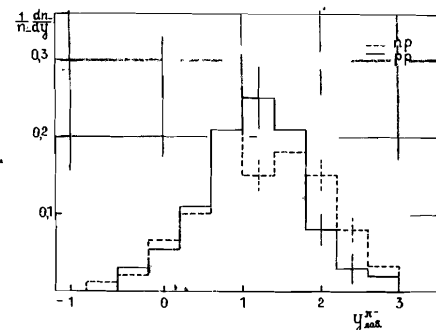
Распределения  $\Pi^-$ -мезонов из  $np$ - и  $pp$ -взаимодействий по быстроте представлены на рис. 3. Видно, что в области фрагментации налетающего нуклона значительно большее число  $\Pi^-$ -мезонов рождается в  $np$ -столкновениях.

Таблица 2

Средние характеристики  $\Pi^-$ -мезонов, рождающихся в разных реакциях

Тип реакции	$\langle \rho \rangle$ (ГэВ/с)	$\langle \theta^\circ \rangle$	$\langle \rho_1 \rangle$ (ГэВ/с)	$\langle \psi \rangle$
$nD$	$0,69 \pm 0,02$	$37 \pm 2$	$0,261 \pm 0,008$	$1,22 \pm 0,04$
$pp$	$0,60 \pm 0,02$	$43 \pm 2$	$0,261 \pm 0,008$	$1,01 \pm 0,04$
$nC$ экс.	$0,65 \pm 0,02$	$42 \pm 1$	$0,275 \pm 0,007$	$1,06 \pm 0,03$
ДКМ	0,55	47	0,236	0,94
$pC$ экс <sup>x)</sup>	$0,53 \pm 0,03$	$49,4 \pm 1,7$	$0,255 \pm 0,008$	$0,85 \pm 0,04$
ДКМ	0,47	49,2	0,216	0,87
$dC$ экс. <sup>x)</sup>	$0,58 \pm 0,03$	$44,2 \pm 2,0$	$0,256 \pm 0,007$	$1,00 \pm 0,03$
ДКМ	0,52	47,6	0,229	0,92
$nTa$	$0,56 \pm 0,04$	$50 \pm 3$	$0,26 \pm 0,02$	$0,87 \pm 0,07$
$pTa$ <sup>xx)</sup>	$0,43 \pm 0,03$	$58 \pm 2$	$0,23 \pm 0,01$	$0,65 \pm 0,04$
$dTa$ <sup>x)</sup>	$0,46 \pm 0,01$	$57 \pm 1$	$0,24 \pm 0,01$	$0,70 \pm 0,01$

x) Данные из работ /3,5/.

xx) Предварительные данные, полученные без учёта эффективности регистрации  $\Pi^-$ -мезонов.Рис.2. Угловые распределения  $\Pi^-$ -мезонов из  $nD$ - и  $pp$ -взаимодействий.Рис.3. Распределения  $\Pi^-$ -мезонов из  $nD$ - и  $pp$ -взаимодействий по быстроте.

Все эти изменения импульсных и угловых характеристик  $\Pi^-$ -мезонов при переходе от  $pp$ -к  $nD$ -соударениям указывают на значительный вклад каналов с диссоциацией нейтрона:  $n \rightarrow p + \pi^-$ .

#### ИМПУЛЬСНЫЕ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ $\Pi^-$ -МЕЗОНОВ, ОБРАЗОВАННЫХ В $nC$ - И $nTa$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Спектр  $\Pi^-$ -мезонов, образовавшихся во взаимодействиях нейтронов с ядрами углерода, был получен двумя способами:

1) из  $d(C_3H_8)$ -взаимодействий по критериям, описанным в п.2, выделялись  $dC$ -соударения, из них по наличию стриппингового протона выделялись  $nC$ -взаимодействия и строился спектр  $\Pi^-$ -мезонов в этих взаимодействиях;

2) из  $d(C_3H_8)$ -взаимодействий по наличию стриппингового протона выделялись  $n(C_3H_8)$ -столкновения, строился спектр  $\Pi^-$ -мезонов в этих столкновениях и из него вычитался спектр  $\Pi^-$ -мезонов, образовавшихся в  $nD$ -столкновениях, с весом, определяемым сечениями  $nD$ - и  $nC$ -соударений. Предварительно в спектр  $\Pi^-$ -мезонов из  $n(C_3H_8)$ -взаимодействий вносились поправки, обусловленные примесями фоновых событий, которые подробно описаны в /7/. По числу  $\Pi^-$ -мезонов эти поправки составляют 3% за счет событий, в которых вместо стриппингового протона регистрируется протон, рассеявшийся на малый угол, и 11,5% за счет событий, в которых взаимодействуют оба нуклона и протон, образовавшийся от диссоциации нейтрона ( $n \rightarrow p + \pi^-$ ), удовлетворяет критериям стриппингового. Спектры  $\Pi^-$ -мезонов в этих фоновых событиях были получены из наших экспериментальных данных.

На рис.4 представлены спектры  $\Pi^-$ -мезонов из  $nC$ -взаимодействий, полученные обоими способами. Видно, что в пределах экспериментальных ошибок они совпадают. Поэтому распределения  $\Pi^-$ -мезонов по другим кинематическим переменным были получены для  $nC$ -взаимодействий, выделенных первым способом.

Прямые линии на рис.4 - результат аппроксимации экспериментальных данных экспоненциальной зависимостью (I) в интервале  $0,1 < p_{\perp} < 2,3$  ГэВ/с для  $nC$ -соударений и  $0,1 < p_{\perp} < 1,5$  ГэВ/с для  $nTa$ -соударений. Она удовлетворительно описывает экспериментальные данные. Параметры наклона  $\beta$  и значения  $\chi^2$  на одну степень свободы приведены в таблице I. Из рис.4 и табл.I видно, что спектр  $\Pi^-$ -мезонов из  $nTa$ -взаимодействий немного мягче, чем из  $nC$ -соударений.

В работе<sup>15/</sup> нами были получены данные о  $\Pi^-$ -мезонах, образованных в неупругих ( $p, d, \alpha, C$ )  $C$ -взаимодействиях. Было показано, что импульсные спектры  $\Pi^-$ -мезонов в ( $d, \alpha, C$ )  $C$ -взаимодействиях характеризуются одинаковыми в пределах ошибок значениями параметра наклона  $\beta$  (см. табл.I), т.е. спектры вторичных  $\Pi^-$ -мезонов не зависят от типа ядра-снаряда. Независимость от ядра-снаряда наблюдалась и для спектров  $\Pi^-$ -мезонов из ( $d, \alpha, C$ )  $Ta$ -взаимодействий. Однако для этих реакций значения параметра наклона  $\beta$  больше, чем для взаимодействий с ядрами углерода (см. табл.I), т.е. наклон спектра существенно зависит от типа ядра-мишени. В случае  $nC$ - и  $nTa$ -взаим-

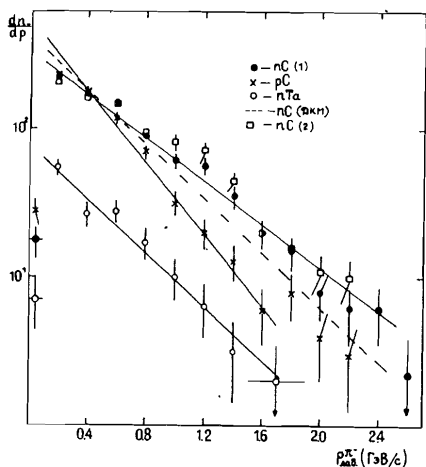


Рис.4. Спектры  $\Pi^-$ -мезонов из  $nC$ ,  $pC$ - и  $nTa$ -взаимодействий. Прямые линии - результат аппроксимации спектров экспонентой.

модействий зависимость спектров  $\Pi^-$ -мезонов от ядра-мишени оказалась более слабой.

Изменение значений  $\beta$  при переходе от  $nC$ - к  $pC$ -, а также от  $nTa$ - к  $pTa$ -взаимодействиям объясняется тем, что при взаимодействии нейтронов с ядрами значительный вклад в число  $\Pi^-$ -мезонов вносят каналы с диссоциацией нейтрона:  $n \rightarrow p + \pi^-$ , которые приводят к образованию энергичных  $\Pi^-$ -мезонов. То же самое наблюдалось в случае  $nR$ - и  $pR$ -соударений (см. табл.I).

Смягчение спектра  $\Pi^-$ -мезонов при переходе от  $nC$ - к  $nTa$ -взаимодействиям указывает на то, что в ядре тантала происходит каскадное размножение и перерассеяние  $\Pi^-$ -мезонов. О том же говорит более широкое угловое распределение  $\Pi^-$ -мезонов из  $nTa$ -взаимодействий, чем из  $nC$ -взаимодействий (см. рис.5а и табл.2).

На рис.5б проводится сравнение угловых распределений  $\Pi^-$ -мезонов из  $nC$ - и  $pC$ -соударений. Видно, что в  $nC$ -соударениях образуется больше  $\Pi^-$ -мезонов, вылетающих под малыми углами (меньше  $40^\circ$ ) к направлению пучка. Этот избыток обусловлен  $\Pi^-$ -мезонами, образующимися при фрагментации налетающего нейтрона.

Распределения  $\Pi^-$ -мезонов из  $nC$ - и  $nTa$ -взаимодействий по поперечным импульсам одинаковы. Средние значения поперечных импульсов  $\Pi^-$ -мезонов в пределах экспериментальных ошибок совпадают для всех типов исследованных взаимодействий (см. табл.2), т.е. практически не зависят ни от ядра-снаряда, ни от ядра-мишени. Однако представленные на рис.6 распределения  $\Pi^-$ -мезонов из  $nC$ - и  $nTa$ -соударений по квадрату поперечного импульса обнаруживают заметное различие в

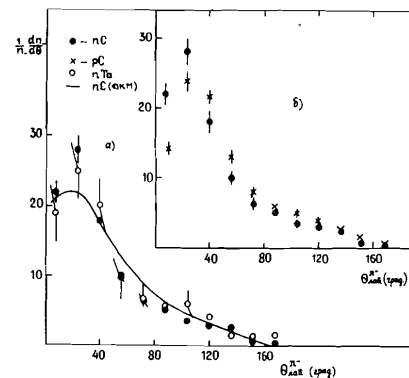


Рис.5. Угловые распределения  $\Pi^-$ -мезонов из  $nC$ ,  $pC$ - и  $nTa$ -взаимодействий.

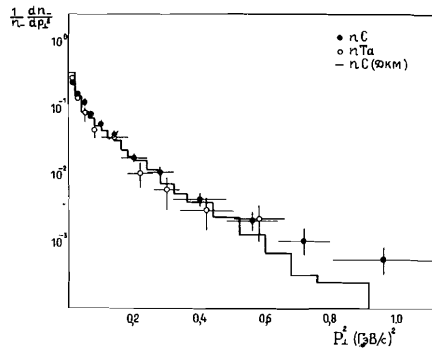


Рис. 6. Распределения  $\pi^-$ -мезонов из  $nC$ - и  $nTa$ - взаимодействий по квадрату поперечного импульса.

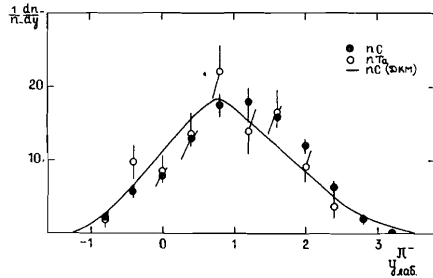


Рис. 7. Распределения  $\pi^-$ -мезонов из  $nC$ - и  $nTa$ - взаимодействий по быстрой.

форме. Параметры аппроксимации этих распределений двумя экспонентами:

$$\frac{dn_-}{dp_{\perp}^2} = A \exp(-a p_{\perp}^2) + B \exp(-b p_{\perp}^2), \quad (2)$$

а также интервалы аппроксимации  $\Delta p_{\perp}^2$  и значения  $\chi^2$  на одну степень свободы приведены в табл. 3.

Распределения по продольной быстрой  $\pi^-$ -мезонов из  $nC$ - и  $nTa$ - соударений показаны на рис. 7. Наблюдается небольшое смещение в сторону малых значений  $y$  распределения для  $nTa$ -взаимодействий по сравнению с  $nC$ - взаимодействиями. То же самое видно из сравнения средних значений  $\langle y \rangle$  для этих взаимодействий (табл. 2).

На рис. 8 и 9 представлены распределения  $\pi^-$ -мезонов, образованных в  $nC$ - и  $nTa$ - столкновениях, по фейнмановской переменной  $x$  и по косинусу угла вылета в системе центра масс нуклон-нуклон. Все эти распределения несимметричны относительно нуля. Коэффициент асимметрии углового распределения:

Таблица 3

Параметры, полученные при аппроксимации распределения  $\pi^-$ -мезонов по  $p_{\perp}^2$  двумя экспонентами

Тип реакции	$nC$ $0-1,12$	$nC$ $0-0,64$	$nTa$ $0-0,66$	$nC$ (ДКМ) $0-0,90$
A	$0,25 \pm 0,02$	$0,24 \pm 0,03$	$0,34 \pm 0,07$	$0,51 \pm 0,03$
a	$17 \pm 2$	$20 \pm 4$	$53 \pm 11$	$71 \pm 6$
B	$0,024 \pm 0,010$	$0,044 \pm 0,025$	$0,09 \pm 0,02$	$0,115 \pm 0,006$
b	$4,2 \pm 0,8$	$5,6 \pm 1,4$	$8,4 \pm 1,7$	$8,5 \pm 0,02$
$\chi^2$	0,40	0,30	0,84	1,68

Таблица 4

Параметры, полученные при аппроксимации распределения  $\pi^-$ -мезонов по  $x$  экспонентой  $e^{\alpha x}$ .

Тип реакции	$\alpha_+ (x > 0)$	$\chi^2 (x > 0)$	$\alpha_- (x < 0)$	$\chi^2 (x < 0)$
$nC$	$-4,8 \pm 0,4$	2,3	$3,0 \pm 0,02$	1,2
$nTa$	$-7,2 \pm 1,6$	2,0	$3,5 \pm 0,5$	0,8
$nC$ (ДКМ)	$-4,9 \pm 0,1$	19	$5,0 \pm 0,1$	12

$$A = \frac{N_{\pi^-}(\cos \theta^* > 0) - N_{\pi^-}(\cos \theta^* < 0)}{N_{\pi^-}(\cos \theta^* > 0) + N_{\pi^-}(\cos \theta^* < 0)} \quad (3)$$

принимает следующие значения:

$$A_{nC} = -0,16 \pm 0,02, \quad A_{pC} = -0,27 \pm 0,02$$

$$A_{nTa} = -0,45 \pm 0,05, \quad A_{nC} \text{ (ДКМ)} = -0,18 \pm 0,01.$$

В заднюю полусферу вылетает существенно больше  $\pi^-$ -мезонов из  $nTa$ - взаимодействий, чем из  $nC$ - и  $pC$ - взаимодействий, что указывает на существенную роль перерассеяния в ядре тантала.

Распределения  $\pi^-$ -мезонов по переменной  $x$  были аппроксимированы экспоненциальной функцией  $e^{\alpha x}$  в передней и задней полусферах.

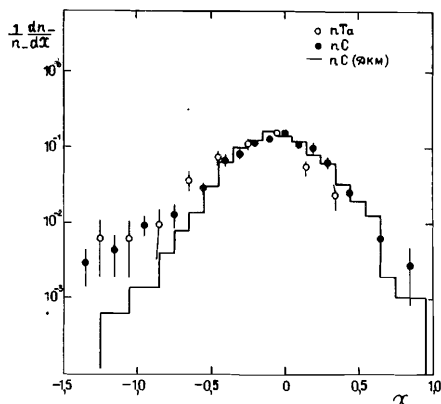


Рис.8. Распределения  $\pi^-$ - мезонов из  $nC$ - и  $nTa$ -взаимодействий по фейнмановской переменной  $\alpha$  в системе центра масс нуклон-нуклон.

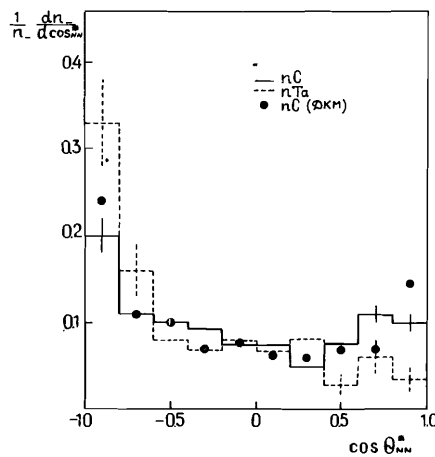


Рис.9. Распределения  $\pi^-$ -мезонов из  $nC$ - и  $nTa$ -взаимодействий по косинусу угла вылета в системе центра масс нуклон-нуклон.

Параметры аппроксимации приведены в табл.4. Видно, что параметры наклона в задней полусфере  $\alpha_-$  в пределах ошибок одинаковы для  $nC$  - и  $nTa$  - взаимодействий и меньше, чем в передней полусфере.

### СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ С КАСКАДНОЙ МОДЕЛЮ (ДКМ)

Экспериментальные распределения  $\pi^-$ -мезонов из  $nC$  - взаимодействий сравнивались с предсказаниями каскадной модели ДКМ (см. рис.4+8 и табл. I+4). Как видно из приведенных рисунков и таблицы, каскадная модель предсказывает более мягкий спектр  $\pi^-$ -мезонов, чем наблюдаемый в эксперименте, более широкое их угловое распределение и заметно меньший средний поперечный импульс.

Каскадная модель не описывает экспериментальные распределения по  $p_{\perp}^2$  в области  $p_{\perp}^2 > 0,5$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> и по  $X$  в области фрагментации ядра-мишени ( $X < -0,5$ ), где, по-видимому, наблюдаются кумулятивные  $\pi^-$ -мезоны. Этот факт отмечался нами и при исследовании  $CTa$ -взаимодействий<sup>/3/</sup>.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе был проведен сравнительный анализ неупругих  $nC$  - и  $nTa$  - взаимодействий при импульсе 4,2 ГэВ/с. Импульсные и угловые характеристики  $\pi^-$ -мезонов, рождающихся в этих взаимодействиях, указывают на существенную роль вторичных перерассеяний в ядре тантала.

Сравнение нейтрон-ядерных и протон-ядерных взаимодействий показывает также существенный вклад в число рождающихся  $\pi^-$ -мезонов каналов с диссоциацией налетающего нейтрона:  $n \rightarrow p + \pi^-$ .

Каскадная модель ДКМ правильно описывает характер распределений  $\pi^-$ - мезонов из  $nC$  - взаимодействий по различным кинематическим переменным. Однако параметры этих распределений отличаются от экспериментальных.

Авторы выражают благодарность всему коллективу сотрудничества по исследованиям на двухметровой пропановой пузырьковой камере за полезные обсуждения и обслуживающему персоналу камеры за получение экспериментального материала.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Ангелов Н. и др. - ЯФ, 1979, т. 30, с. 1590; ОИЯИ, Р1-12281, Дубна, 1979.
2. Баатар Ц. и др. ОИЯИ, Р1-80-III, Дубна, 1980.
3. Агакишиев Г.Н. и др. - ЯФ, 1981, т. 34, с. 1517; ОИЯИ, Р1-81-176, Дубна, 1981..

4. Агакишиев Г.Н. и др. ОИЯИ, РІ-83-22, Дубна, 1983.
5. Агакишиев Г.Н. и др. -ЯФ, 1984, т. 40, с. 1209; ОИЯИ РІ -84-35, 1984.
6. Ивановская И.А., Прокопиева С.А., ОИЯИ, РІ-83-96, Дубна, 1983.
7. Бекмирзаев Р.Н. и др. ОИЯИ, РІ-85-680, Дубна, 1985.
8. Гудима К.Н., Тонеев В.Д. -ЯФ, т. 27, вып. 3, 1978, с. 658.
9. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, І-І2424, Дубна, 1979.
10. Гаспарян А.П. и др. ОИЯИ, І-80-778, Дубна, 1980.
11. Агакишиев Г.Н. и др. ОИЯИ, І-82-235, 1982.
12. Агакишиев Г.Н. и др. ОИЯИ, РІ-83-662, 1983.
13. Армутлийски Д.Д. и др. ОИЯИ, РІ-86-263, 1986.
14. Абдивалиев А. и др. ОИЯИ, РІ-82-507, 1982.

Рукопись поступила в издательский отдел  
6 мая 1987 года.

Бекмирзаев Р.Н. и др. РІ-87-311  
Импульсные и угловые характеристики  $\pi^-$ -мезонов,  
образованных во взаимодействиях  $np$ ,  $pp$ ,  $nC$  и  $nTa$   
при импульсе  $P_0 = 4,2$  ГэВ/с

Проводится сравнительный анализ импульсных и угловых характеристик  $\pi^-$ -мезонов, образованных во взаимодействиях нейтронов с протонами и ядрами углерода и тантала при импульсе 4,2 ГэВ/с. Показана существенная роль в образовании  $\pi^-$ -мезонов каналов с диссоциацией нейтрона, а также вторичных перерассеяний в ядре. Проводится сравнение экспериментальных результатов с моделью внутриядерного каскада ДКМ.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С. Виноградовой

Bekmirzaev R.N. et al. P1-87-311  
Momentum and Angular Characteristics of  
 $\pi^-$ -Mesons Produced in  $np$ ,  $pp$ ,  $nC$  and  $nTa$   
Interactions at 4.2 GeV/c Momentum

A comparative analysis of momentum and angular characteristics of  $\pi^-$ -mesons produced in neutron interactions with protons and with carbon and tantalum nuclei at a momentum of 4.2 GeV/c is presented. An essential role in the  $\pi^-$ -meson production of channels with neutron dissociation as well as secondary rescattering in the nucleus is shown. The experimental results are compared with the intranuclear cascade model DCM.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987