

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Г 94

P1-88-226

Г.Р.Гулканян*, Т.Канарек, Е.Н.Кладницкая,
С.А.Корчагин*

СПЕКТРЫ π^0 -МЕЗОНОВ
В СТА- И МНОГОНУКЛОННЫХ
СС-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,2 ГэВ/с на нуклон

Направлено в журнал "Ядерная физика"

*Ереванский физический институт

1988

ВВЕДЕНИЕ

За последние годы выполнен большой объем исследований по множественному рождению частиц в ядро-ядерных столкновениях. Тем не менее в настоящее время мы располагаем весьма бедной информацией относительно процессов образования нейтральных π^- -мезонов во взаимодействиях релятивистских ядер при энергиях порядка нескольких ГэВ на нуклон. В работах ^{1-4/} изучен ряд множественных и корреляционных характеристик процессов рождения π^- -мезонов в dTa- и STa-столкновениях и в многонуклонных CC-взаимодвижениях /CC^{МН}/ при 4,2 ГэВ/с на нуклон. Показано, что полученные экспериментальные данные в целом удовлетворительно воспроизводятся /по крайней мере качественно/ в рамках моделей, предполагающих независимые взаимодействия нуклонов налетающего ядра с ядром-мишенью, в частности, в рамках дубненской каскадной модели /ДКМ/ ^{5/}. Зависимость множественности π^- -мезонов в центральных СРb-взаимодвижениях от энергии на нуклон ядра-углерода в интервале 1±2,1 ГэВ исследовалась в работе ^{6/}.

В настоящей работе получены первые экспериментальные данные по инклюзивным спектрам π^- -мезонов в STa- и CC^{МН}-взаимодвижениях при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. Для этого использовались интегральные уравнения из ^{7/}. По формулам, приведенным в этой работе, получены также и статистические моменты спектров π^- -мезонов в этих взаимодействиях.

Эксперимент выполнен на 2-метровой пропановой пузырьковой камере ЛВЗ ОИЯИ с внутренней танталовой мишенью, облученной в пучке ядер углерода синхрофазотрона ОИЯИ. Методические вопросы отбора и обработки событий с γ -квантами изложены в ^{1,2/}. Экспериментально измеренные спектры γ -квантов, которые используются для восстановления спектров π^- -мезонов, основаны на статистике 860 γ -квантов для STa-взаимодвижений и 1206 γ -квантов для многонуклонных CC-взаимодвижений.

МЕТОДИКА ВОССТАНОВЛЕНИЯ ИНКЛЮЗИВНЫХ СПЕКТРОВ π^- -МЕЗОНОВ

Для восстановления спектров π^- -мезонов используются уравнения ^{7/}, представляющие собой интегральные уравнения Фредгольма первого рода:

$$G(q) = \int_{a(q)}^{b(q)} K(s, q) P(s) ds, \quad /1/$$

где $P(s)$ - искомый спектр π^- -мезонов по переменной s , $G(q)$ выражается через измеренный спектр γ -квантов по переменной q , $K(s, q)$ - ядро соответствующего интегрального уравнения. Конкретные выражения для инклюзивных распределений по полной энергии π^- -мезонов в л.с. E_π , по продольному импульсу в с.ц.м. P_L^* и по поперечному импульсу P_T приведены в приложении.

Задача решения уравнения /1/ относится к классу некорректно поставленных задач и может решаться методом регуляризации А.М.Тихонова ^{8/} путем замены /1/ системой линейных уравнений:

$$G_i^{\text{экс.}} = \sum_{k=1}^n K_{ik} P_k, \quad i = 1, 2, \dots, m. \quad /2/$$

Решение системы /2/ проводилось в два этапа с использованием дополнительной априорной информации о свойствах распределения по P_k . На первом этапе сделано предположение, что по аналогии с инклюзивными спектрами π^- -мезонов распределение P_k имеет не более одного экстремума /максимума/, и проведена замена переменных

$$P_1 = A_1; P_2 = P_1 + A_2; \dots; P_l = P_{l-1} + A_l; P_{l+1} = P_l - A_{l+1}; \dots; P_n = P_{n-1} - A_n,$$

при этом накладывалось ограничение $0 \leq A_k \leq 1 / k = 1, \dots, n/$.

Требовалось также выполнение условия нормировки $\sum_{k=1}^n P_k = 1$ /3/

с некоторой точностью ϵ /выбиралось $\epsilon < 0,05/$, а также условия положительности $P_n \geq 0$. В соответствии с методом регуляризации минимизировался функционал

$$\sum_{i=1}^m \left\{ \frac{G_i^{\text{экс.}} - \sum_{k=1}^n K_{ik} P_k}{\Delta G_i^{\text{экс.}}} \right\}^2 + \left(\frac{\sum_{k=1}^n P_k - 1}{\epsilon} \right)^2 + \left[\alpha \sum_{k=1}^n A_k^2 + \beta \sum_{k=2}^n (A_k - A_{k-1})^2 \right], \quad /4/$$

где массив параметров $\{P_k\}$ заменен на массив фиксируемых параметров $\{A_n\}$ через соотношения /3/. Последнее слагаемое в /4/ - регуляризирующий член, обеспечивающий сглаживание и устойчивость

решения /2/ при некоторых значениях фиксированных параметров α и β , выбираемых экспериментально. Полученные после фита значения параметров $\{A_n\}$ использовались в качестве начальных приближений для второго этапа решения систем. На этом этапе в качестве фитируемых параметров выбирался массив $\{P_n\}$, а при минимизации функционала /4/ накладывались ограничения $P_k > 0$ ($k = 1, \dots, n$) и снималось требование о единственном максимуме в инклюзивном спектре.

Ошибки решения уравнений /2/, обусловленные ошибками $\Delta G_i^{\text{эксп.}}$, определялись методом имитации. Левая часть /2/ многократно /до 15 раз/ варьировалась по нормальному закону со средним и дисперсией, равными $G_i^{\text{эксп.}}$ и $\Delta G_i^{\text{эксп.}}$ соответственно, и каждый раз решалась система /2/. По полученной для каждого параметра выборке значений определялись ее среднее и дисперсия, которая полагалась равной ошибке параметра P_k .

Для проверки точности описанного метода он был применен для восстановления экспериментально измеренных /в том же эксперименте/ инклюзивных спектров π^- -мезонов по спектрам γ -квантов, полученных путем моделирования "распада" π^- -мезона на 2 γ -кванта и конверсии последних в рабочем объеме камеры. При этом использовалась статистика около 1000 моделированных γ -квантов, то есть примерно столько же, сколько имеется реальных γ -квантов для восстановления спектров π^0 -мезонов. При минимизации функционала /4/ по программе FUMILI /9/ регуляризационные параметры α и β подбирались из условия наилучшего согласия восстановленного и экспериментально измеренного спектров π^- -мезонов. Эти же значения параметров α и β использовались при восстановлении спектров π^0 -мезонов.

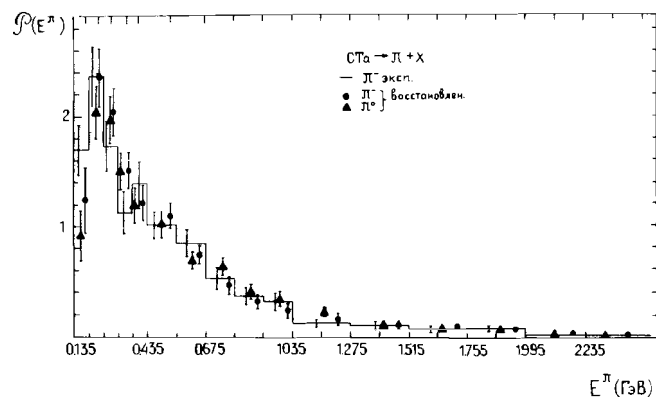


Рис.1. Энергетические спектры π -мезонов для STa-взаимодействий: — — экспериментальный спектр π^- -мезонов, • — восстановленный спектр π^- -мезонов, ▲ — восстановленный спектр π^0 -мезонов.

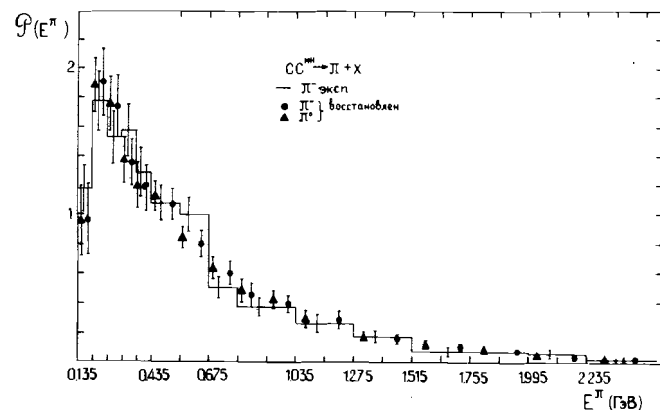


Рис.2. Энергетические спектры π -мезонов для многоуклонных CC-взаимодействий. Обозначения здесь и далее, как на рис.1.

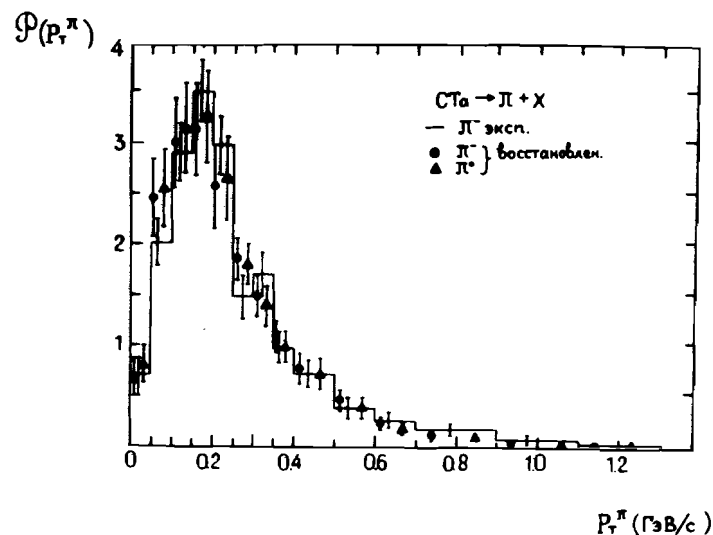


Рис.3. Распределения π -мезонов по поперечному импульсу для STa-взаимодействий.

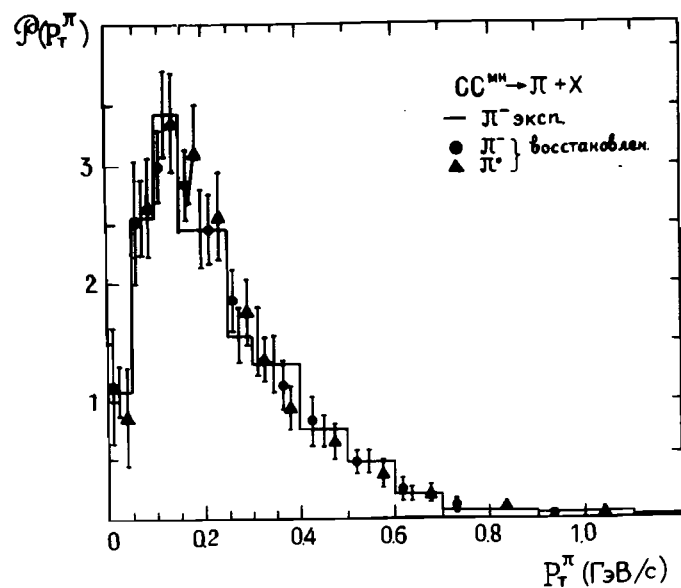


Рис.4. Распределения π -мезонов по поперечному импульсу для многонуклонных СС-взаимодействий.

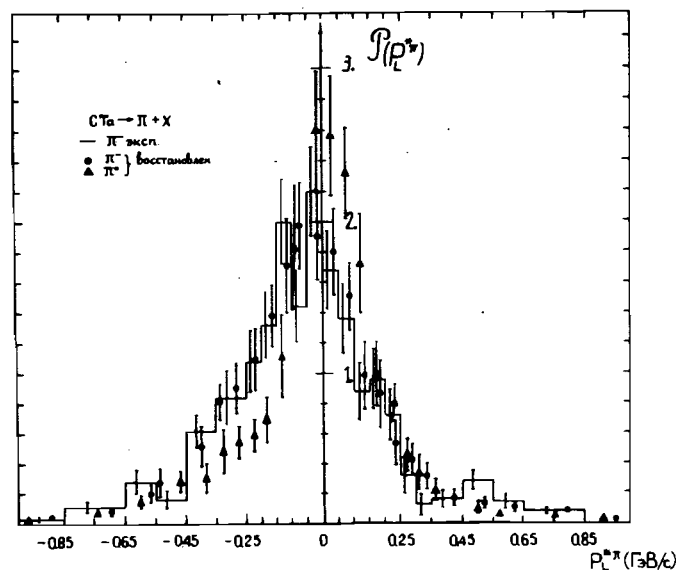


Рис.5. Распределения π -мезонов по продольному импульсу в с.ц.м. нуклон-нуклон для СТа-взаимодействий.

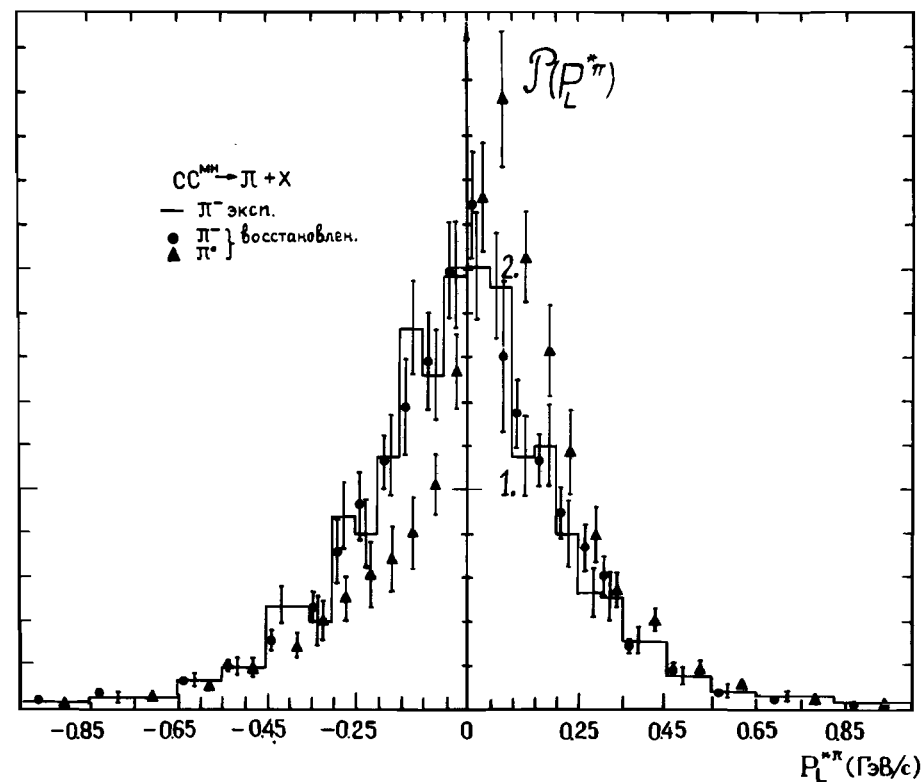


Рис.6. Распределения π -мезонов по продольному импульсу в с.ц.м. для многонуклонных СС-взаимодействий.

На рис.1-6 приводятся восстановленные и экспериментальные спектры π -мезонов. Видно, что согласие между ними удовлетворительное, что дает основание для применения описанного метода для восстановления инклюзивных спектров π^0 -мезонов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Восстановленные инклюзивные распределения π^0 -мезонов по их полной энергии E_{π^0} в л.с., по поперечному импульсу и по продольному импульсу P_L^* в с.ц.м. NN-взаимодействий для СТа- и СС^{МН}-взаимодействий приведены на рис.1-6. Все приведенные на рисунках распределения имеют одинаковые, равные единице, площади.

Напомним величины средних множественностей π^0 - и π^{\pm} -мезонов в изучаемых типах взаимодействий:

$$\langle n^{\pi^0} \rangle_{\text{CTa}} = (3,7 \pm 0,3)/1', \quad \langle n^{\pi^{\pm}} \rangle_{\text{CTa}} = (3,4 \pm 0,2)/10',$$

$$\langle n^{\pi^0} \rangle_{\text{СММ}} = (3,2 \pm 0,2)/2', \quad \langle n^{\pi^{\pm}} \rangle_{\text{СММ}} = (2,95 \pm 0,04)/11'.$$

Видно, что энергетические спектры /рис.1 и 2/ и спектры по потеречному импульсу /рис.3 и 4/ для π^0 - и π^{\pm} -мезонов близки друг к другу как для СТа-, так и для СММ-взаимодействий; наблюдается только небольшая сдвиг в сторону больших значений в распределении по энергии π^0 -мезонов в СТа-взаимодействиях /см. также табл.1/. Заметно отличаются распределения по продольному импульсу P_L^* для π^0 - и π^{\pm} -мезонов. Так, для СТа-взаимодействий спектр π^0 -мезонов смещен в область $P_L^* > 0$ в большей степени, чем спектр π^{\pm} -мезонов /рис.5/. Этот результат характеренно можно объяснить "асимметрией" СТа-взаимодействий по отношению к образованию π^0 - и π^{\pm} -мезонов. Изотопически несимметричное ядро тантала /40% протонов и 60% нейтронов/ приводит к увеличению вклада π^0 -мезонов в область фрагментации мишеней.

В многонуклонных СС-взаимодействиях наблюдается сдвиг распределения по P_L^* для π^0 -мезонов в область $P_L^* > 0$ относительно соответствующего распределения π^{\pm} -мезонов /рис.6/. В этом, видимо, сказывается способ отбора ССММ-событий. В выборку включались те события, в которых провозимодействовало по крайней мере четыре протона из налетающего ядра углерода /11/. При этом в среднем из ядра-снаряда участвует во взаимодействиях /4,91 \pm 0,05/ /2/ протона, а из ядра-мишени только /4,00 \pm 0,05/ /12/. Такая "асимметрия" по числу протонов-участников в сталкивающейся ядрах углерода, по-видимому, и приводит к указанному смещению распределения по P_L^* для π^0 -мезонов.

Отметим также, что рассмотренные эффекты, как видно из рис.3 и 4 и табл.1, не оказывают заметного влияния на распределение пионов по поперечному импульсу; средние значения квадрата поперечного импульса $\langle P_T^2 \rangle$ практически одинаковы для обоих типов взаимодействий и обоих типов пионов. Восстановленные моменты распределений π^0 - и π^{\pm} -мезонов по P_L^* и P_T^* сравниваются с предсказанными дубненской каскадной моделью /5/ /см. табл.2/. Видно, что модель в целом неплохо воспроизводит экспериментальные данные по π^0 -мезонам, однако согласие с данными по π^{\pm} -мезонам нельзя считать удовлетворительным.

Таблица 1. Моменты экспериментальных распределений по энергии, P_L^* и P_T^* для π^0 - и π^{\pm} -мезонов

	π^0 -МЕЗОНЫ		π^{\pm} -МЕЗОНЫ	
	СТа	СММ	СТа	СММ
$\langle E \rangle$ ГэВ	0,603 \pm 0,021	0,679 \pm 0,017	0,523 \pm 0,007	0,668 \pm 0,007
$\langle E^2 \rangle$ (ГэВ) ²	0,597 \pm 0,058	0,682 \pm 0,076	0,470 \pm 0,023	0,716 \pm 0,022
$\langle E^3 \rangle$ (ГэВ) ³	0,946 \pm 0,190	1,002 \pm 0,150	0,762 \pm 0,130	1,180 \pm 0,105
$\langle P_L^{*2} \rangle$ (ГэВ/с) ²	0,119 \pm 0,016	0,092 \pm 0,007	0,091 \pm 0,003	0,106 \pm 0,003
$\langle P_L^{*4} \rangle$ (ГэВ/с) ⁴	0,091 \pm 0,042	0,029 \pm 0,005	0,042 \pm 0,005	0,062 \pm 0,010
$\langle P_L^{*2} \rangle$ (ГэВ/с) ²	-0,028 \pm 0,010	0,025 \pm 0,008	-0,104 \pm 0,004	-0,017 \pm 0,004
$\langle P_L^{*2} \rangle$ (ГэВ/с) ²	0,074 \pm 0,010	0,063 \pm 0,005	0,084 \pm 0,003	0,082 \pm 0,003
$\langle P_L^{*3} \rangle$ (ГэВ/с) ³	-0,025 \pm 0,010	-0,003 \pm 0,005	-0,028 \pm 0,004	-0,022 \pm 0,007

Таблица 2. Моменты моделированных /ДКМ/ распределений по E, P_T и P_L для π⁰- и π⁻-мезонов

	π ⁰ -мезоны			π ⁻ -мезоны		
	Ста	СС МН	СТа	СС МН	СТа	СС МН
<E>	ГэВ	0,494 ± 0,005	0,632 ± 0,006	0,504 ± 0,006	0,639 ± 0,006	0,639 ± 0,006
<E ² >	(ГэВ) ²	0,398 ± 0,010	0,613 ± 0,011	0,409 ± 0,011	0,613 ± 0,012	0,613 ± 0,012
<E ³ >	(ГэВ) ³	0,470 ± 0,023	0,810 ± 0,025	0,488 ± 0,023	0,791 ± 0,026	0,791 ± 0,026
<P _T ² >	(ГэВ/с) ²	0,0698 ± 0,0013	0,0821 ± 0,0012	0,0743 ± 0,0015	0,0842 ± 0,0020	0,0842 ± 0,0020
<P _T ⁴ >	(ГэВ/с) ⁴	0,0150 ± 0,0007	0,0179 ± 0,0007	0,0168 ± 0,0010	0,0184 ± 0,0009	0,0184 ± 0,0009
<P _L [*] >	(ГэВ/с)	-0,1010 ± 0,0036	-0,0087 ± 0,0032	-0,1046 ± 0,0038	-0,0090 ± 0,0036	-0,0090 ± 0,0036
<P _L ^{*2} >	(ГэВ/с) ²	0,0834 ± 0,0018	0,0769 ± 0,0014	0,0850 ± 0,0019	0,0757 ± 0,0015	0,0757 ± 0,0015
<P _L ^{*3} >	(ГэВ/с) ³	-0,0241 ± 0,0017	-0,0010 ± 0,0011	-0,0233 ± 0,0017	-0,0024 ± 0,0012	-0,0024 ± 0,0012

ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

Восстановлены инклюзивные спектры π⁰-мезонов по экспериментально измеренным спектрам γ-квантов в Ста- и многоуклонных СС-взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с на нуклон. Распределения π⁰- и π⁻-мезонов по энергии и поперечному импульсу близки между собой в соответствующих типах взаимодействий. Наблюдается различие между спектрами π⁰- и π⁻-мезонов по продольному импульсу P_L^{*}, которое объясняется изотопической несимметричностью сталкивающихся пар нуклонов снаряда и мишени. Каскадная модель /ДКМ/ в основном воспроизводит характер наблюдаемых экспериментальных распределений, однако количественное согласие с данными по π⁰-мезонам нельзя считать удовлетворительным.

Авторы выражают благодарность участникам сотрудничества из ОИЯИ за участие в обработке экспериментального материала, М.И.Подгорецкому за обсуждение результатов, лаборантам за просмотр пленок и измерение, И.И.Зайцевой и Л.И.Седовой за помощь в оформлении рукописи.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Для восстановления инклюзивных спектров π⁰-мезонов использовались следующие интегральные уравнения /7/.

1. Для энергетического спектра π⁰-мезонов N(E) использовалось уравнение

$$n(\omega) = \int_{\omega + m_{\pi}^2/4}^{\infty} \frac{N(E) dE}{P} \quad /5/$$

где n(ω) - энергетический спектр γ-квантов, P - импульс π⁰-мезона.

Как известно, при решении /5/ можно использовать часть спектра γ-квантов при ω > m_π/2. В связи с относительно низкой точностью измерения малоэнергичных γ-квантов (ω < m_π/2) эта часть спектра γ-квантов была исключена из рассмотрения.

При опробовании метода решения системы /2/ оказалось, что удовлетворительное восстановление спектра π⁰-мезонов достигается при статистике в несколько тысяч /~5000/ γ-квантов. При меньшей статистике /около 1000 γ-квантов/ оказалось необходимым применить дополнительную процедуру "сглаживания" спектров, состоящую в том, что вместо исходного уравнения /5/

для плотности вероятности $n(\omega)$ рассматривалось уравнение для вероятности попадания ω в конечный интервал $m_\pi/2 < \omega < q$

$$G(q) = \int_{m_\pi/2}^q n(\omega) d\omega = \int_{m_\pi/2}^q d\omega \int_{\omega + m_\pi^2/4\omega}^{\infty} \frac{N(E)}{P} dE = \int_{m_\pi}^{\infty} N(E) K(E, q) dE, \quad /6/$$

где

$$K(E, q) = \begin{cases} (E + P - m_\pi)/2P & \text{при } q \geq \frac{E + P}{2}, \\ (q - \frac{m_\pi}{2})/P & \text{при } q < \frac{E + P}{2}. \end{cases}$$

Отметим, что уравнение /6/ имеет также то преимущество по сравнению с уравнением /5/, что в его ядре отсутствует сингулярность при $E = m_\pi$ /ядро уравнения /5/ имеет сингулярность в этой точке/.

При замене уравнения /6/ системой линейных уравнений типа /2/ интервал возможных значений q разбивался на n частей $q_1 = \frac{m_\pi}{2}, q_2, q_3, \dots, q_{n+1}$ и в качестве левой части уравнений /2/

выбирались интегрированные спектры γ -квантов в интервалах $[q_1, q_2]; [q_1, q_3]; \dots; [q_1, q_{n+1}]; [q_n, q_{n+1}]; [q_{n-1}, q_{n+1}]; \dots; [q_2, q_{n+1}]$,

всего $2n - 1$ интервалов. Длина шага по q выбиралась равной $10 \div 15$ МэВ /для импульсных распределений $10 \div 15$ МэВ/с/; при этом система /2/ содержала $m = 100 \div 120$ линейных уравнений для $n = 15 \div 25$ подгоняемых параметров $\{P_n\}$. Аналогичная процедура сглаживания спектров применялась также при восстановлении спектров по продольному и поперечному импульсам.

2. Для распределения по продольному импульсу π^0 -мезона в с.ц.м. P_L^* взаимодействия использовалось уравнение из /7/:

$$n(q_L^*) = \int_{P'}^{P''} \frac{N(P_L^*) dP_L^*}{\sqrt{P_L^{*2} + m_\pi^2}}, \quad \text{где} \quad \begin{aligned} P' &= q_L^* - \frac{m_\pi^2}{4q_L^*}; \quad P'' = \infty & \text{при } q_L^* > 0, \\ P' &= -\infty; \quad P'' = q_L^* - \frac{m_\pi^2}{4q_L^*} & \text{при } q_L^* \leq 0. \end{aligned} \quad /7/$$

Уравнение /7/ не позволяет исключить из рассмотрения низкоэнергетическую часть спектра γ -квантов, поэтому при расчетах использовался весь интервал изменения q_L^* /и производился переход в с.ц.м./.

Проинтегрированное уравнение /7/ имеет вид

$$G(q_L^*) = \int_{-\infty}^{q_L^{*i}} n(q_L^*) dq_L^* = \int_{-\infty}^{q_L^{*i} - m_\pi^2/4q_L^{*i}} N(P_L^*) \cdot K(P_L^*, q_L^{*i}) dP_L^*,$$

где

$$K(P_L^*, q_L^{*i}) = \begin{cases} 1 & \text{при } q_L^{*i} \geq \frac{P_L + E_L}{2}, \\ q_L^{*i} \frac{P_L - E_L}{2} / E_L & \text{при } \frac{P_L - E_L}{2} < q_L^{*i} < \frac{P_L + E_L}{2}, \quad /8/ \\ 0 & \text{при } q_L^{*i} < \frac{P_L - E_L}{2}. \end{cases}$$

3. Для распределения по поперечному импульсу π^0 -мезона использовалось уравнение из /7/

$$n(q_x) = \frac{1}{\pi} \int_{Q(q_x)}^{\infty} N(P_T) E_T^{-1} \mathcal{L}(P_T, q_x) dP_T, \quad /9/$$

где q_x - проекция импульса γ -кванта на ось, лежащую в поперечной к пучку плоскости; $E_T = \sqrt{m_\pi^2 + P_T^2}$ - поперечная энергия π^0 -мезона. Ядро \mathcal{L} зависит от области, где изменяется q_x :

$$\begin{aligned} & \text{при } q_x > \frac{m_\pi}{2} \\ & \mathcal{L} = F(k, \phi); \quad k = P_T/E_T; \quad Q(q_x) = f(q_x) = q_x - \frac{m_\pi^2}{4q_x}; \quad \cos \phi = \frac{f(q_x)}{P_T} \\ & \text{при } 0 \leq q_x \leq m_\pi/2 \\ & \mathcal{L} = \begin{cases} 2K(k) & \text{для } P_T \leq |f(q_x)| \\ K(k) + F(k, \phi) & \text{для } P_T > |f(q_x)| \end{cases} \quad \begin{aligned} k &= P_T/E_T; \quad \sin \phi = \frac{E_T \cdot f(q_x)}{P_T \sqrt{m_\pi^2 + f^2(q_x)}} \\ Q(q_x) &= 0 \end{aligned} \end{aligned}$$

Здесь $F(k, \phi)$ и $K(k)$ - неполный и полный эллиптические интегралы. Из вида уравнения /9/ следует, что области $q_x > 0$ и $q_x < 0$ равноправны, и что для восстановления спектра π^0 -мезонов до-

статочно использовать только область $q_x > \frac{m_\pi}{2}$ /или $q_x < \frac{m_\pi}{2}$ /.

Но при этом сильно сокращается используемая экспериментальная статистика. В связи с этим мы не использовали лишь область $-0,02 < q_x^Y < 0,02$ ГэВ/с, где экспериментальная точность измерения q_x γ -кванта невысока.

Ядро $K(P_T, q_i)$ проинтегрированного уравнения /9/ содержит интегралы от функций $F(k, \phi)$ и $K(k)$ и определено численно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гулканян Г.Р. и др. - ЯФ, 1984, т.40, с.745; ОИЯИ P1-83-805, Дубна, 1983.
2. Гулканян Г.Р. и др. - ЯФ, 1987, т.46, с.762; ОИЯИ P1-86-640, Дубна, 1986.
3. Гулканян Г.Р. и др. - ЯФ, 1987, т.45, с.1065.
4. Гулканян Г.Р., Корчагин С.А., Саркисян С.А. ЕФИ - 973 /23/-87, Ереван, 1987.
5. Гудима К.К., Тонеев В.Д. - ЯФ, 1978, т.27, с.658; Nucl.Phys., 1983, v.A400, p.173.
6. Hallman T. et al. - Nucl.Phys., 1985, A440, p.697.
7. Korylov G.I. - Nucl.Phys., 1973, v.B52, p.126.
8. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методика решения некорректных задач. М.: Наука, 1979.
9. Идьё В., Драйард Д. и др. Статистические методы в экспериментальной физике /под редакцией А.А.Тяпкина/. М.: Атомиздат, 1976.
10. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, P1-81-176, Дубна, 1981; - ЯФ, 1981, т.34, с.1517; Zeit.Phys. C, 1982, v.12, p.283.
11. Агакишиев Г.Н. и др. ОИЯИ, P1-536, Дубна, 1982; ЯФ, 1983, т.38, с.152.
12. Агакишиев Г.Н. и др. - ЯФ, 1987, т.45, с.1373.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 апреля 1988 года.

Гулканян Г.Р. и др.

P1-88-226

Спектры π^0 -мезонов в СТа- и многонуклонных
СС-взаимодействиях при импульсе 4,2 ГэВ/с
на нуклон

Работа посвящена восстановлению и анализу распределений по полной энергии, а также по поперечному и продольному импульсу в с.ц.и. π^0 -мезонов, полученных на основе соответствующих распределений γ -квантов для СТа- и многонуклонных СС-взаимодействий при 4,2 ГэВ/с. Восстановленные распределения π^0 -мезонов сравниваются с экспериментально полученными спектрами π^- -мезонов для тех же типов взаимодействий.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод Л.Н.Барабаш

Gulkanian G.R. et al.

P1-88-226

π^0 -Meson Spectra in CТа and Multinucleon
СС-Interactions at 4.2 GeV/c Per Nucleon

The paper is devoted to the reconstruction and analysis of distributions over total energy as well as over transverse and longitudinal momenta in the c.m.s. obtained on the basis of corresponding distributions of γ -quanta for CТа and multinucleon СС interactions at 4.2 GeV/c. The constructed distributions of π^0 -mesons are compared with the spectra of π^- -mesons obtained experimentally for the same types of interactions.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988