



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-85-944

ИНКЛЮЗИВНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ π -МЕЗОНОВ,
ОБРАЗОВАННЫХ В π^-C -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ $P_0 = 40$ ГэВ/с
И В pC - И pTa -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ $P_0 = 9,9$ ГэВ/с

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1985

Г.Н. Агакишиев¹, Н.С. Ангелов², Д.Д. Армутлийски, Н.О. Ахабабян²,
Р.Н. Бекмирзаев³, Е. Богданович, А.П. Гаспарян, П.К. Георгиев²,
Л.Д. Грекова², Н.С. Григалашвили⁴, В.Г. Гришин, Л.А. Диденко,
И.А. Ивановская, К.Й. Йовчев, Т. Канарек, Е.Н. Кладницкая,
Г.М. Ковачев⁵, Д.К. Копылова, В.Б. Любимов, Г.М. Маневл,
З.В. Метревели⁴, Р.Р. Мехтиев¹, К. Миллер, В.Ф. Никитина,
П.Д. Пенева⁵, Я. Плюта, В.М. Попова⁶, С.А. Прокопьева, М.И. Соловьев,
А.Н. Соломин⁶, П.П. Темников, Р. Тогоо, Г.П. Тонеева⁶, А.П. Чеплаков,
М.Я. Чубарян⁷, У.Д. Шеркулов³, Л.М. Щеглова⁶

1. ВВЕДЕНИЕ

Уже первые исследования по релятивистской ядерной физике /1-3/ показали, что кварковые степени свободы начинают играть заметную роль при сравнительно небольших энергиях ($E \approx 3,5$ ГэВ) /4/. Был установлен универсальный характер структурных функций для ядер, что позволило использовать их как основную характеристику релятивистских ядерных взаимодействий.

Изучению этой характеристики в зависимости от кинетической энергии был посвящен ряд работ, в основном для вторичных протонов /4-32/. Многолетние исследования показали, что энергетические спектры адронов, испускаемых в релятивистских ядерных столкновениях, хорошо описываются экспоненциальной функцией типа $\exp(-T/T_0)$, где T - кинетическая энергия испускаемого адрона, а T_0 - параметр, который обычно называют "эффективной температурой" вторичных частиц.

Инвариантные инклюзивные распределения по кинетической энергии для вторичных π^- -мезонов мало изучены. Имевшиеся данные относятся к импульсам налетающего адрона до 9 ГэВ/с, причем для вторичных отрицательных пионов, вылетающих в заднюю полушару /4,6,7,16,17, 22-26/ и к импульсу налетающего протона 400 ГэВ/с /18/.

В настоящей работе приводятся результаты исследования инклюзивных энергетических спектров вторичных π^- -мезонов, образованных в π^-C - взаимодействиях при импульсе налетающего пиона 40 ГэВ/с и в pC - и $p\alpha$ - взаимодействиях при импульсе налетающего протона 9,9 ГэВ/с. Исследовались инвариантные инклюзивные дифференциальные сечения рождения вторичных отрицательных пионов в зависимости от их кинетической энергии T и угла вылета θ_λ по отношению к направлению движения падающего адрона в лабораторной системе координат (л.с.к.). Все распределения получены в условиях 4π -геометрии:

$0^\circ \leq \theta_\lambda \leq 180^\circ$. Проводится сравнение распределений вторичных π^- -мезонов в кумулятивных процессах с аналогичными распределениями во всех неупругих π^-C -, pC - и $p\alpha$ - взаимодействиях.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Экспериментальный материал получен с помощью 2-метровой пропановой пузырьковой камеры ДВЭ ОИЯИ, помещенной в магнитное поле напряженностью 1,5 Т. Камера облучалась π^- -мезонами с импульсом 40 ГэВ/с на синхротроне ИВЭ (г. Серпухов) и протонами с импульсом 9,9 ГэВ/с на синхрофазотроне ОИЯИ (г. Дубна). Для получения взаимодействий с танталом в рабочем объеме камеры были раз-

¹ Институт физики АН АзССР, Баку

² ИЯИЯЭ БАН, София

³ Самаркандский государственный университет

⁴ Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

⁵ ВМЭИ, Варна

⁶ Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

⁷ Ереванский государственный университет

мешены пластинки этого элемента толщиной 1 мм на расстоянии 93 мм друг от друга.

Все взаимодействия, зарегистрированные в эффективном объеме камеры, измерялись на полуавтоматах и обсчитывались по программе геометрической и кинематической реконструкции событий (GEOFIT). Средняя точность в определении импульсов составляла 1%, а средняя ошибка в измерении углов - 0,6°. Все вторичные отрицательные частицы считались π^- -мезонами. Примесь электронов не превышала 5%, а других отрицательных частиц - 1% /33/. Средний граничный импульс, начиная с которого π^- -мезоны уверенно идентифицировались, составляет 80 МэВ/с для взаимодействий в тантале и 70 МэВ/с для взаимодействий в пропане (C₃H₈).

Для выделения столкновений протонов с углеродом из всех взаимодействий в пропане использовалась методика, описанная в /34/, с добавлением критерия по кумулятивной переменной: $\chi = (E - p_{||}) / m_N$, где E и $p_{||}$ - полная энергия и продольный импульс вторичной частицы в л.с.к., а m_N - масса нуклона. По этому критерию события относились к pC-взаимодействиям, если хотя бы один из вторичных протонов имел $\chi > 1$ или хотя бы один из вторичных пионов имел $\chi > 0,4$. По этим критериям выделяются 75% неупругих pC-взаимодействий /34/.

В данной работе исследовались энергетические спектры π^- -мезонов, образованных в следующих процессах:



при импульсе налетающего π^- -мезона 40 ГэВ/с и



при импульсе налетающего протона 9,9 ГэВ/с. "Триггерными" протонами ($p_{тр.}$) в реакциях (2), (5) и (8) считались вторичные протоны с $\chi \geq 1,3$, а "триггерными" пионами ($\pi_{тр.}$) в реакциях (3), (6) и (9) - вторичные пионы с $\chi \geq 0,4$. Эти значения χ для "триггерных" частиц были выбраны на основании работ /3,4,5, 7/, в которых было показано, что в этом случае доминируют процессы кумулятивного типа.

Статистика, которая была использована в этой работе, приведена в табл. I. Процессы типа (2) и (3) были выделены из взаимодействий (1), а процессы типа (5), (6), (8) и (9) получены отдельно и независимо

мо от процессов (4) и (7) /35/. Из событий типа (1) исключены взаимодействия π^- -мезонов с квазисвободными нуклонами.

3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Нами были исследованы инвариантные инклюзивные сечения образования π^- -мезонов в зависимости от их кинетической энергии в процессах кумулятивного типа, т.е. сопровождающихся "триггерной" частицей (протоном или пионом), и во всех неупругих π^-C , pC- и pTa-взаимодействиях. Зависимости от кинетической энергии представлены в виде инвариантной структурной функции для разных угловых интервалов. Наши данные, как и многочисленные другие /4-32/, показывают, что эта зависимость имеет экспоненциальный характер:

$$f(T) = \frac{E}{\sigma} \frac{d^3E}{d^3p} = \frac{1}{2\pi\sigma\rho} \frac{d^2\sigma}{dT d\cos\theta} = f_0 \exp(-T/T_0). \quad (10)$$

Параметр f_0 имеет смысл инклюзивного сечения образования вторичных частиц с нулевой кинетической энергией, а параметр T_0 (так называемая "температура") - это среднее значение кинетической энергии исследуемых вторичных частиц. Сечение σ в (10) - это сечение данного процесса (например, сечение процесса $\pi^- + C \rightarrow \pi^- + X$, сечение процесса $\pi^- + C \rightarrow \pi^- + p_{тр.} + X$ и т.д.).

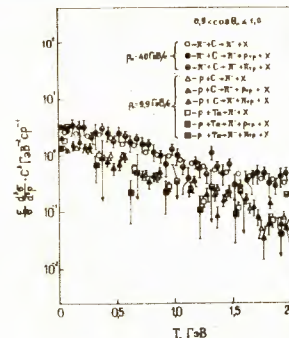


Рис. I.
Энергетические спектры π^- -мезонов, вылетающих вперед ($0,9 < \cos\theta \leq 1,0$) в разных процессах, от их кинетической энергии. Видно, что спектры вторичных отрицательных пионов во всех рассматриваемых процессах имеют экспоненциальный характер.

На рис. I показана зависимость инвариантных инклюзивных сечений образования вторичных π^- -мезонов, испускаемых вперед ($0,9 < \cos\theta \leq 1,0$) в разных процессах, от их кинетической энергии. Видно, что спектры вторичных отрицательных пионов во всех рассматриваемых процессах имеют экспоненциальный характер. Инклюзивные сечения образования π^- -мезонов во всех исследованных в этой работе типах π^-C -взаимодействий больше инклюзивных сечений образования π^- -мезонов в pC- и pTa-взаимодействиях, так как средняя множественность вторичных отрицательных пионов в π^-C -взаимодействиях больше, чем в pC- и pTa-реакциях.

На рис. 2 показаны энергетические спектры π^- -мезонов, испускаемых под углами, близкими к 90°, по отношению к направлению движения налетающего адрона ($-0,2 < \cos\theta \leq 0,2$), а на рис. 3 - спектры π^- -мезонов,

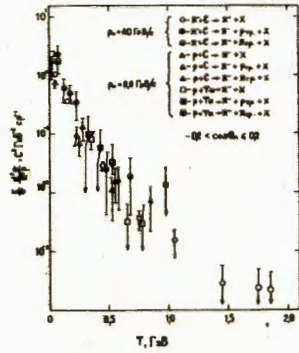


Рис. 2.

Энергетические спектры π^- -мезонов, вылетающих под углом, близким к 90° ($-0,2 < \cos \theta_\lambda \leq 0,2$).

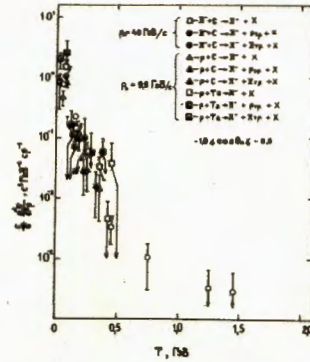


Рис. 3.

Энергетические спектры π^- -мезонов, вылетающих под большим углом назад ($\theta_\lambda > 127^\circ$).

испускаемых под большими углами назад ($-1,0 < \cos \theta_\lambda \leq -0,6$). Из этих рисунков (рис. 2 и 3) видно, что энергетические спектры вторичных отрицательных пионов во всех исследованных нами процессах в заданных интервалах углов в пределах ошибок совпадают.

В табл. I представлены значения параметра T_0 , которые получены в результате аппроксимации структурной функции экспонентой (10) в интервале $0,1 \text{ ГэВ} \leq T \leq 1,0 \text{ ГэВ}$. Выбор интервала по T определяется тем, что при $T < 0,1 \text{ ГэВ}$ низка эффективность регистрации π^- -мезонов, а при $T > 1,0 \text{ ГэВ}$ для $\theta_\lambda > 45^\circ$ мала статистика событий. Из этой таблицы видно, что "температура" π^- -мезонов, испускаемых под малым углом вперед ($\theta_\lambda < 26^\circ$), зависит от типа взаимодействия (π -C, pC или pTa), но не зависит от наличия или отсутствия в этих взаимодействиях "триггерных" частиц, т.е. в процессах кумулятивного и некумулятивного типа значения T_0 в пределах ошибок одинаковы. "Температура" вторичных отрицательных пионов в pC-столкновениях приблизительно на 100 МэВ выше "температуры" π^- -мезонов из pTa-взаимодействий при 9,9 ГэВ/с, а "температура" π^- -мезонов из π -C-реакций при 40 ГэВ/с приблизительно на 200 МэВ выше, чем из pC-взаимодействий при 9,9 ГэВ/с. Различие между значениями T_0 для π^- -мезонов, летящих вперед из π -C-и pC-взаимодействий, вероятно, связано с различием в

Тип процесса	Число событий	$T_0, \text{ МэВ}$		
		$0,9 < \cos \theta_\lambda \leq 1,0$	$-2,0 < \cos \theta_\lambda \leq 2,0$	$-1,0 < \cos \theta_\lambda \leq 0,6$
$\pi^+ + C \rightarrow \pi^- + X$	8791	810 ± 10	130 ± 60	68 ± 5
$\pi^+ + C \rightarrow \pi^- + p_{Tr} + X$	124	700 ± 100	200 ± 200	60 ± 30
$\pi^+ + C \rightarrow \pi^- + \bar{p}_{Tr} + X$	275	740 ± 60	80 ± 20	70 ± 50
$p + C \rightarrow \pi^- + X$	1164	580 ± 30	110 ± 20	90 ± 30
$p + C \rightarrow \pi^- + p_{Tr} + X$	1132	580 ± 40	80 ± 10	54 ± 8
$p + C \rightarrow \pi^- + \bar{p}_{Tr} + X$	739	500 ± 30	90 ± 20	80 ± 40
$p + Ta \rightarrow \pi^- + X$	1570	480 ± 20	90 ± 10	51 ± 5
$p + Ta \rightarrow \pi^- + p_{Tr} + X$	196	430 ± 70	160 ± 70	50 ± 10
$p + Ta \rightarrow \pi^- + \bar{p}_{Tr} + X$	39	900 ± 400	-	-

Таблица I

фрагментации первичных частиц (π^- и p). Как видно из этих данных, оно сказывается на значениях T_0 даже в области относительно небольших энергий π^- -мезонов ($T < 1$ ГэВ). Различие в значениях T_0 для pC - и pTa - взаимодействий определяется каскадным размножением и перерассеянием частиц в тяжелом ядре тантала, что и приводит к уменьшению средней энергии вторичных π^- -мезонов. Отрицательные пионы, излучаемые под углом, близким к 90° ($-0,2 < \cos\theta_\lambda \leq 0,2$), во всех исследованных нами процессах обладают приблизительно одинаковой средней кинетической энергией ($T_0 \approx 100$ МэВ), которая совпадает с оценками, полученными в /17,30/. В последней колонке табл. I представлены значения T_0 для π^- -мезонов, излучаемых под углами $\theta_\lambda > 127^\circ$. Эти значения ($T_0 \approx 60$ МэВ) сравнимы с опубликованными данными по адрон-ядерным взаимодействиям /4,6,16,25,28/. Из-за недостаточной статистики в процессе $p + Ta \rightarrow \pi^- + \pi_{гр.} + X$ значения T_0 при больших углах в табл. I не приводятся.

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Зависимость инвариантного инклюзивного сечения от угла вылета θ_λ вторичной частицы: $(E/\sigma)d^3\sigma/d^3p = f(T, \theta_\lambda)$ можно представить в виде зависимости параметра T_0 в (I0) от этого угла $\{T_0 = T_0(\theta_\lambda)\}$. Были предприняты различные попытки аппроксимировать эту зависимость. Например, в /22,27/ была использована линейная зависимость $1/T_0$ от $\cos\theta_\lambda$. Выбор той или иной аппроксимации зависит от рассматриваемого интервала энергии и углов, а также от предполагаемого механизма образования вторичных частиц. Например, линейная аппроксимация

$$\frac{1}{T_0} = \frac{1}{T_{0L}} (1 - \beta \cos\theta_\lambda) \quad (II)$$

согласуется с моделью фэйрбола /36/ и вполне правильно описывает распределения протонов, образовавшихся в глубоконеупругих ядерных реакциях. Для структурной функции (I0) с учётом (II) получается зависимость /29/:

$$f(T, \theta_\lambda) = f_0 \exp\left\{-\frac{(T-\mu)(1-\beta \cos\theta_\lambda)}{T_{0L}}\right\}. \quad (I2)$$

Физический смысл параметров в (II) и (I2) становится понятным в модели, в которой движущийся в ядре со скоростью β (в системе покоя ядра) кластер (барионный фэйрбол) излучает изотропно в собственной системе покоя /36/. В этом случае T_{0L} - средняя кинетическая энергия ("температура") частиц, излучаемых этим кластером, в предположении, что он движется по направлению первичного пучка. Таким образом, T_{0L} может служить мерой внутренней энергии кластера. Параметр μ , для которого авторы работы /29/ получили значение $\mu \approx 20$ МэВ, интерпретировался ими как разность химических потенциа-

лов кварка и нуклона в ядерной материи. Попытка определить значение этого параметра из наших данных не дала результата, отличного от нуля, поскольку статистика мала.

По нашим данным аппроксимировать угловую зависимость параметра T_0 для вторичных π^- -мезонов во всем угловом интервале ($0^\circ \leq \theta_\lambda \leq 180^\circ$) формулой (II) не удается. Это связано с тем, что она (как уже упоминалось) описывает правильно глубоконеупругие ядерные реакции, т.е. распределения вторичных частиц, вылетающих преимущественно назад. Во всем интервале углов ($0^\circ \leq \theta_\lambda \leq 180^\circ$) зависимость

$T_0 = T_0(\theta_\lambda)$ по нашим данным хорошо аппроксимируется эмпирическими формулами:

$$T_0 = \frac{T_{0L}}{1 - \beta \cos\theta_\lambda - \gamma \cos^2\theta_\lambda} \quad (I3)$$

и

$$T_0 = \frac{T_{0L}}{1 + \ln(1 - \beta \cos\theta_\lambda)}. \quad (I4)$$

Таблица 2

Тип процесса	χ^2_1		
	Формула (II)	Формула (I3)	Формула (I4)
$\pi^- + C \rightarrow \pi^- + X$ (1)	19,49	2,68	0,98
$\pi^- + C \rightarrow \pi^- + p_{гр.} + X$ (2)	0,61	0,69	0,60
$\pi^- + C \rightarrow \pi^- + \pi_{гр.} + X$ (3)	1,40	0,33	0,35
$p + C \rightarrow \pi^- + X$ (4)	4,56	0,66	1,21
$p + C \rightarrow \pi^- + p_{гр.} + X$ (5)	3,41	2,42	1,57
$p + C \rightarrow \pi^- + \pi_{гр.} + X$ (6)	7,87	0,42	2,54
$p + Ta \rightarrow \pi^- + X$ (7)	4,00	1,56	1,60
$p + Ta \rightarrow \pi^- + p_{гр.} + X$ (8)	1,08	1,22	1,15
$p + Ta \rightarrow \pi^- + \pi_{гр.} + X$ (9)	0,88	0,54	0,95

Для оценки результатов аппроксимации зависимости $T_0 = T_0(\theta_\lambda)$ формулами (II), (I3) и (I4) в табл. 2 приведены значения χ^2_1 на одну степень свободы (χ^2_1). При аппроксимации формулами (I3) и (I4) значения χ^2_1 в 1,5-2 раза меньше критического значения на уровне значимости $\alpha = 0,05$, а при аппроксимации формулой (II) эти значения превышают критическое. Из этой таблицы видно, что по критерию χ^2_1 нельзя отдать предпочтение одной из двух зависимостей, (I3) и (I4), однако формула (I4) содержит только два свободных параметра, что позволяет их определять с большей точностью.

На рис. 4, 5 и 6 показаны зависимости T_0 от $\cos\theta_\lambda$ для всех исследованных нами процессов. Сплошные линии на этих рисунках - результат аппроксимации формулой (I4).

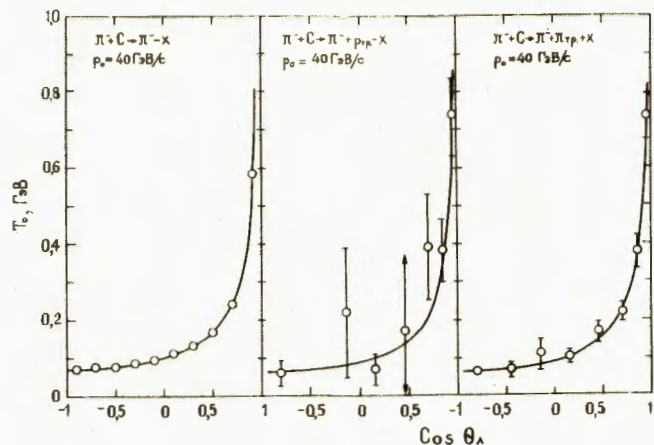


Рис. 4. Угловая зависимость параметра T_0 для π^-C -взаимодействий при импульсе налетающего π^- -мезона 40 ГэВ/с. Сплошная линия - аппроксимация формулой (I4).

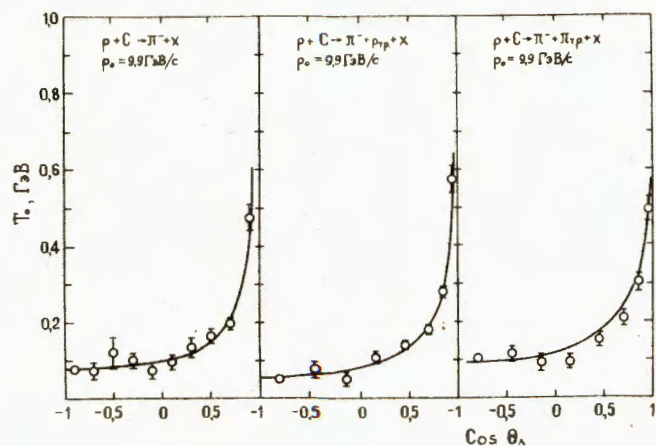


Рис. 5. Угловая зависимость параметра T_0 для ρC -взаимодействий при импульсе налетающего протона 9,9 ГэВ/с. Сплошная линия - аппроксимация формулой (I4).

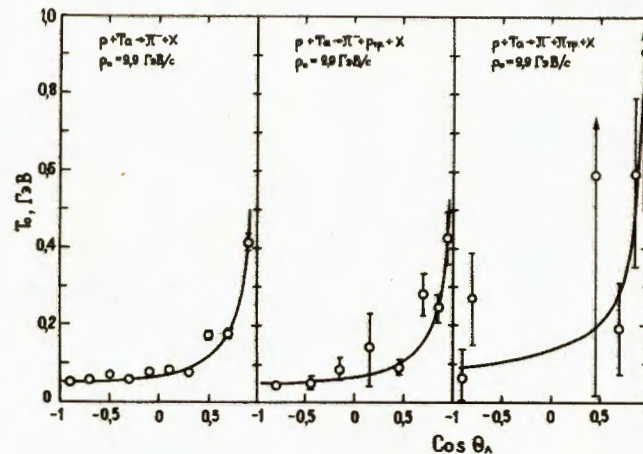


Рис. 6. Угловая зависимость параметра T_0 для ρTa -взаимодействий при импульсе налетающего протона 9,9 ГэВ/с. Сплошная линия - аппроксимация формулой (I4).

Таблица 3

Тип процесса	T_{01} , МэВ		β		γ
	Формула (I3)	Формула (I4)	Формула (I3)	Формула (I4)	Формула (I3)
$\pi^- + C \rightarrow \pi^- + X$ (1)	99 ± 1	103 ± 1	$0,64 \pm 0,02$	$0,624 \pm 0,002$	$0,31 \pm 0,02$
$\pi^- + C \rightarrow \pi^- + p_{tr} + X$ (2)	90 ± 20	100 ± 20	$0,8 \pm 0,4$	$0,61 \pm 0,02$	$0,1 \pm 0,4$
$\pi^- + C \rightarrow \pi^- + \bar{\pi}_{tr} + X$ (3)	92 ± 6	95 ± 5	$0,70 \pm 0,07$	$0,612 \pm 0,006$	$0,24 \pm 0,09$
$\rho + C \rightarrow \rho + X$ (4)	99 ± 7	114 ± 2	$0,56 \pm 0,04$	$0,58 \pm 0,01$	$0,35 \pm 0,06$
$\rho + C \rightarrow \rho + p_{tr} + X$ (5)	77 ± 4	82 ± 4	$0,65 \pm 0,09$	$0,604 \pm 0,006$	$0,3 \pm 0,1$
$\rho + C \rightarrow \rho + \bar{\pi}_{tr} + X$ (6)	107 ± 7	116 ± 5	$0,40 \pm 0,05$	$0,54 \pm 0,02$	$0,44 \pm 0,02$
$\rho + Ta \rightarrow \rho + X$ (7)	70 ± 3	62 ± 3	$0,60 \pm 0,06$	$0,625 \pm 0,006$	$0,37 \pm 0,07$
$\rho + Ta \rightarrow \rho + p_{tr} + X$ (8)	70 ± 8	67 ± 8	$0,8 \pm 0,2$	$0,60 \pm 0,02$	$0,1 \pm 0,2$
$\rho + Ta \rightarrow \rho + \bar{\pi}_{tr} + X$ (9)	140 ± 60	130 ± 60	$0,2 \pm 0,5$	$0,60 \pm 0,05$	$0,7 \pm 0,2$

В табл. 3 представлены значения параметров в формулах (I3) и (I4). Интересно отметить, что значения β совпадают со значениями ($\beta \approx 0,5 - 0,6$), полученными в [22] по формуле (II) для вторичных протонов из глубоко неупругих ядерных реакций: $\pi^- + C \rightarrow \rho + X$ (5,0 ГэВ/с) и $\rho + C \rightarrow \rho + X$ (7,5 ГэВ/с). На рис. 7 показаны зна-

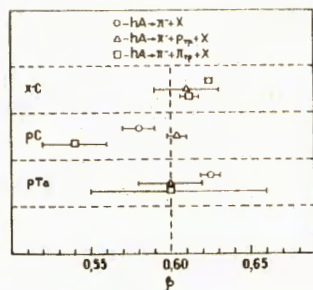


Рис. 7
Значения параметра β , полученные при аппроксимации угловой зависимости T_0 формулой (14).

($T_{01} \approx 70$ МэВ). Для значений параметра γ в формуле (13) также не наблюдается существенных различий в разных процессах.

ВЫВОДЫ

1. Получены инвариантные инклюзивные сечения рождения π^- -мезонов в π^-C - взаимодействиях при импульсе налетающего π^- -мезона 40 ГэВ/с и в π^-p - и π^-Ta - взаимодействиях при импульсе первичного протона 9,9 ГэВ/с. Детально исследованы энергетические спектры вторичных отрицательных пионов с кинетической энергией $T \lesssim 1$ ГэВ в интервале углов их вылета: $0^\circ + 180^\circ$.

2. Структурная функция в исследованных процессах имеет экспоненциальный характер: $e^{-\chi(T/T_0)}$. Наличие в этих процессах частиц кумулятивного типа не меняет характер энергетического спектра вторичных π^- -мезонов.

3. Параметр наклона χ/T_0 энергетических спектров зависит от угла вылета вторичных отрицательных пионов. Эта зависимость имеет нелинейный характер. Она хорошо аппроксимируется квадратичной или логарифмической функцией от $\cos \theta_\chi$ (формулы (13) и (14)).

4. Средняя кинетическая энергия π^- -мезонов, излучаемых под большими углами ($\theta_\chi > 127^\circ$), не зависит от типа исследованных процессов и согласуется с ранее опубликованными данными других экспериментов ($T_0 \approx 60$ МэВ) [4, 6, 16, 25, 28].

5. "Температура" кластера, излучающего π^- -мезоны, не зависит от типа и импульса налетающего адрона ($T_{01} \approx 100$ МэВ в π^-C - и в π^-p - взаимодействиях), но зависит от массы ядра-мишени ($T_{01} \approx 70$ МэВ в π^-Ta -взаимодействиях).

чения β , полученные по формуле (14) для всех исследованных нами процессов. Как видно из таблицы 3 значения β , полученные по формуле (13), приблизительно такие же, как и по формуле (14), лишь точность значительно ниже. Значения параметра T_{01} , полученные по формулам (13) и (14), приблизительно одинаковы. Для π^-C - и π^-p -взаимодействий они почти равны друг другу ($T_{01} \approx 100$ МэВ), а для π^-Ta -взаимодействий ниже

6. Значения параметра $\beta \approx 0,5 - 0,6$, который в модели [36] имеет смысл скорости излучающего кластера в системе покоя ядра-мишени, совпадают со значениями β , полученными при изучении энергетических спектров вторичных протонов в глубоконеупругих адрон-ядерных взаимодействиях [22].

Авторы глубоко признательны А.М.Балдину и В.С.Ставиному за плодотворные обсуждения и участникам Сотрудничества по исследованиям на 2-метровой пузырьковой пропановой камере за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. Краткие сообщения по физике, № 1, ФИАН, М. 1971, с. 35.
2. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, РИ-5819, Дубна, 1971.
3. Бажков Д.Д. и др. ЯФ, 1973, т. 18, с. 1246.
4. Ставиной В.С. ЭЧАЯ, 1979, т. 10, с. 949.
5. Бажков Д.Д. и др. ЯФ, 1974, т. 19, с. 1266.
6. Балдин А.М. и др. ЯФ, 1974, т. 20, с. 1201.
7. Балдин А.М. и др. ЯФ, 1975, т. 21, с. 1008.
8. Ангелов Н. и др. ЯФ, 1975, т. 22, с. 1026.
9. Воробьев И.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 22, с. 390.
10. Будагов Д.А. и др. ЯФ, 1976, т. 23, с. 982.
11. Охрименко Л.С. и др. ОИЯИ, РИ-9806, Дубна, 1976.
12. Абдувалиев А. и др. ОИЯИ, РИ-9924, Дубна, 1976.
13. Леокин Г.А., Смирнитский А.В. Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 28, с. 179.
14. Vayukov Y.D. et al., Phys. Rev., 1979, v. C20, p. 764.
15. Бургов Н.А. и др. ЯФ, 1979, т. 30, с. 720.
16. Schreoder L.S. et al. Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1787.
17. Антощенко В.Г. и др. ЯФ, 1980, т. 31, с. 870.
18. Никифоров Н.А. и др. ИТЭ-87, Москва, 1980.
19. Словинский Б., Мулас Э. ЯФ, 1981, т. 34, с. 777.
20. Аламакин К.В. и др. ЯФ, 1981, т. 34, с. 1494.
21. Аотвадатуров Р.Г. и др. ЯФ, 1981, т. 34, с. 1504.

22. Башков Ю.Д. и др. ИТЭФ-85, Москва, 1982.
23. Башков Ю.Д. и др. ЯФ, 1982, т. 35, с. 960.
24. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, I-82-28, Дубна, 1982.
25. Баатар Ц. и др. ЯФ, 1982, т. 36, с. 431.
26. Baldin A.M. et al. JINR, E1-82-472, Dubna, 1982.
27. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, PI-83-432, Дубна, 1983.
28. Шремманко В.И. ЯФ, 1983, т. 37, с. 118.
29. Гаврилов В.Б., Лексин Г.А., ИТЭФ-124, Москва, 1983.
30. Didenko L.A. et al. JINR, E1-84-354, Dubna, 1984.
31. Гаспарян А.П., Мехтиев Р.Р. ОИЯИ, PI-85-14, Дубна, 1985.
32. Аникина М.Х. и др. ОИЯИ, PI-85-208, Дубна, 1985.
33. Гаспарян А.П. и др. ОИЯИ, I-80-778, Дубна, 1980.
34. Агакишиев Г.Н. и др. ОИЯИ, PI-83-662, Дубна, 1983.
35. Армутлийски Д. и др. ОИЯИ, PI-83-327, Дубна, 1983.
36. Горенштейн М.И. и др. ЯФ, 1977, т. 26, с. 788.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 декабря 1985 года.

Агакишиев Г.Н. и др. P1-85-944
Инклюзивные распределения π^- -мезонов, образованных в π^-C -взаимодействиях при $P_0 = 40$ ГэВ/с и в pC и pTa-взаимодействиях при $P_0 = 9,9$ ГэВ/с

Исследованы энергетические спектры вторичных π^- -мезонов, вылетающих в интервал углов $0^\circ \leq \theta_n \leq 180^\circ$ в лабораторной системе координат. Установлено, что инвариантное инклюзивное сечение образования этих пионов подчиняется экспоненциальной зависимости от их кинетической энергии: $\frac{E}{\sigma} \frac{d^3\sigma}{d^3p} \sim \exp(-\frac{T}{T_0})$.

Параметр наклона $\frac{1}{T_0}$ зависит от угла вылета π^- -мезонов. Эта зависимость от $\cos\theta_n$ имеет нелинейный характер и хорошо аппроксимируется квадратичной или логарифмической функцией в энергетическом интервале $0,1 \text{ ГэВ} \leq T \leq 1,0 \text{ ГэВ}$. Присутствие в исследованных процессах частиц кумулятивного типа не влияет на характер этих зависимостей. Имеется указание, что внутренняя энергия кластера, излучающего π^- -мезоны, не зависит от типа и импульса налетающего адрона.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод авторов

Agakishiev G.N. et al. P1-85-944
Inclusive Distributions of π^- -Mesons Produced in π^-C -Interactions at $P_0 = 40 \text{ GeV}/c$ and in pC and pTa-interactions at $P_0 = 9,9 \text{ GeV}/c$

The energy spectra of secondary π^- -mesons emitted in an angular interval of $0^\circ \leq \theta_n \leq 180^\circ$ in the laboratory coordinate system have been investigated. It has been found that the invariant inclusive cross sections of the production of these pions obey the exponential dependence on their kinetic energy: $\frac{E}{\sigma} \frac{d^3\sigma}{d^3p} \sim \exp(-\frac{T}{T_0})$. The slope parameter $\frac{1}{T_0}$ depends on the emission angle of π^- -mesons. This dependence on $\cos\theta_n$ is nonlinear in character, and it is well approximated by square or logarithmic functions in an energy interval of $0.1 \text{ GeV} \leq T \leq 1.0 \text{ GeV}$. In the processes under study the presence of cumulative particles does not affect the character of these dependences. There are some indications that the internal energy of the clusters emitting π^- -mesons does not depend on the type and momentum of the projectile hadron.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985