

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

2397/2-80

2/6-80

P1-80-141

Н.С.Ангелов, В.Г.Гришин, Р.А.Кватадзе

ОБРАЗОВАНИЕ МНОГОПИОННЫХ СИСТЕМ
В ПИОН-НУКЛОННЫХ СОУДАРЕНИЯХ
ПРИ $P=40$ ГэВ/с

Направлено в ЯФ

1980

1. Введение

В работе обсуждаются характеристики многопионных систем ($m\pi$), образованных в соударениях адронов. Как следует из работ /1,3/, при высоких энергиях происходит обильное образование резонансов, продукты распада которых составляют (50-80)% от наблюдаемых в конечном состоянии частиц. С другой стороны, выделить резонансы при большой множественности вторичных заряженных частиц ($\langle n_{ch} \rangle \gg 6$) трудно, что связано с сильным ростом числа случайных /фоновых/ комбинаций с увеличением n_{ch} . Обычно величина "сигнала" от резонансов над фоном не превышает 10%. Поэтому характеристики многопионных систем в основном определяются случайными комбинациями пионов и отражают общие свойства процесса множественной генерации частиц. Изучение характеристик ($m\pi$)-систем важно для проверки ряда теоретических моделей.

В последние годы появились экспериментальные работы /4,5/, в которых изучаются поведение частиц (π, K^0) и резонансов (ρ^0, ω, f) в переменных $E_{\perp} = \sqrt{P_{\perp}^2 + M^2}$ и Y^* , где E_{\perp} - поперечная энергия, P_{\perp} - поперечный импульс, M - масса и Y^* - продольная быстрая в системе центра масс. Оказалось, что в центральной области зависимость неинвариантного дифференциального сечения образования адронов от E_{\perp} удовлетворительно описывается формулой:

$$\frac{1}{\pi E^*} \frac{d\sigma}{dE_{\perp}^2} = A \cdot \exp[-(E_{\perp} - M)/T], \quad /1/$$

где T - параметр, слабо зависящий от типа частиц и резонансов, приблизительно равный $T \approx 120-130$ МэВ.

В работах /6,7/ было показано, что такой же характер зависимости от E_{\perp} наблюдается и для ($m\pi$)-систем, образованных в пион-нуклонных взаимодействиях при $P = 40$ ГэВ/с, где значение параметра T слабо зависит от заряда и эффективной массы системы.

В данной работе суммируются результаты, полученные при изучении свойств многопионных систем, образованных в π^-p - и π^-p -взаимодействиях при $P = 40$ ГэВ/с, и обсуждается вопрос о причинах появления универсальной зависимости /1/.

Экспериментальный материал был получен с помощью двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЗ ОИЯИ, облученной π^- -мезонами на ускорителе ИФЗ. Основные методические особенности

эксперимента изложены в работах [8-10]. Отметим, что все вторичные заряженные частицы, за исключением протонов в интервале импульсов $0,15 \text{ ГэВ/с} \leq P_{\text{лаб.}} \leq 0,7 \text{ ГэВ/с}$, считались пионами. В этом случае примесь неидентифицированных протонов среди вторичных положительных частиц составляет $\approx 15\%$, а примесь K^{\pm} -мезонов и Σ^{\pm} -гиперонов не превышает (4-5)% [9,10].

Для анализа было отобрано примерно 17000 π^-p - и 6000 π^-n -неупругих взаимодействий.

2. Характеристики многопионных систем, образованных в π^-p - и π^-n -взаимодействиях при $P = 40 \text{ ГэВ/с}$

Изучалось поведение многопионных систем, образованных в инклюзивных реакциях следующих типов:



где m - число пионов в системе ($m = 1, 2, 3, 4$).

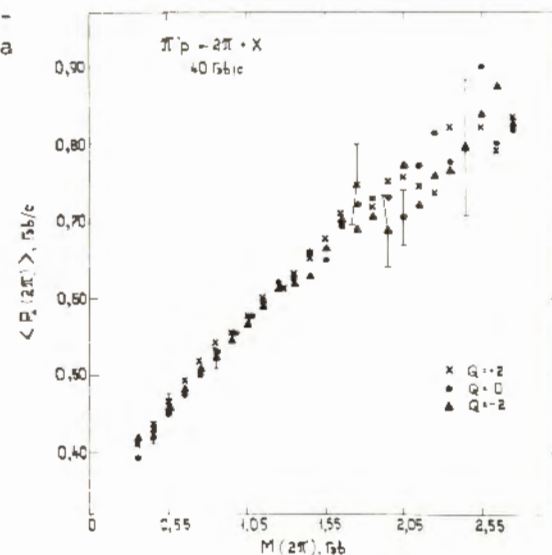
Исследовался вопрос о зависимости поперечного импульса $(m\pi)$ -систем от заряда системы (Q), эффективной массы и m , а также от типа мишени (p, n).

Для иллюстрации на рис. 1 показана зависимость среднего поперечного импульса (2π) -систем от эффективной массы при разных зарядах системы. Видно, что средний поперечный импульс растет с ростом эффективной массы системы и в пределах экспериментальных ошибок не зависит от заряда. Здесь и далее на графиках приведены только отдельные характерные статистические ошибки. Такая же картина наблюдается и для трех- и четырехпионных систем.

Зависимость среднего поперечного импульса $\langle P_{\perp} \rangle$ от эффективной массы для двух-, трех- и четырехпионных систем, образованных в π^-p -взаимодействиях при $P = 40 \text{ ГэВ/с}$ с любым зарядом, представлена на рис. 2. Здесь же показано значение среднего поперечного импульса для π -мезонов. В области эффективных масс меньше 2,5 ГэВ поперечный импульс (2π) -систем несколько больше, чем трех- и четырехпионных. При больших массах, возможно, ситуация меняется, но экспериментальные ошибки не позволяют сделать определенных выводов*.

* Зависимость $\langle P_{\perp} \rangle$ от m исчезает при использовании перенормированной $M_{\text{св}} = M_{\text{эфф}} \cdot m \cdot M_{\pi}^{-1/6}$.

Рис. 1. Зависимость среднего поперечного импульса от эффективной массы для (2π) -систем при разных зарядах.



Поперечный импульс $(m\pi)$ -систем слабо зависит от типа мишени (p, n). На рис. 3 для примера показана зависимость $\langle P_{\perp} \rangle$ от эффективной массы для двухпионных систем, образованных в π^-p - и π^-n -взаимодействиях.

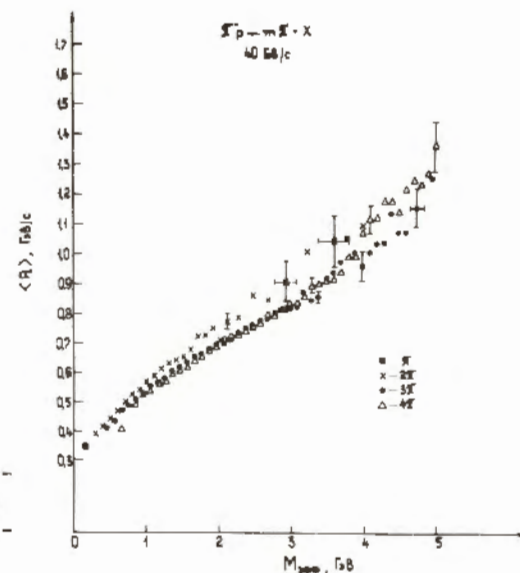


Рис. 2. Зависимость среднего поперечного импульса от эффективной массы для $(m\pi)$ -систем.

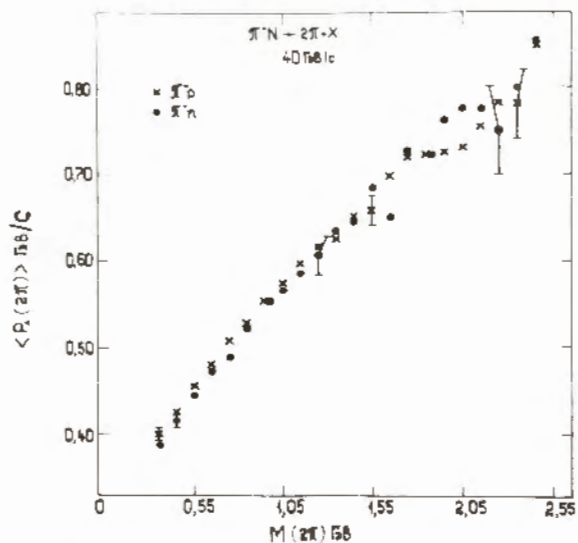


Рис. 3. Зависимость $\langle P_{\perp} \rangle$ от эффективной массы (2π) -систем, образованных в π^-p - и π^+p -взаимодействиях.

Таким образом, средний поперечный импульс многопионных систем растет с увеличением эффективной массы, слабо зависит от числа частиц в системе и в пределах экспериментальных ошибок не зависит от заряда и типа мишени. Следует заметить, что такой же характер зависимости поперечного импульса от эффективной массы наблюдается и для $\mu^+\mu^-$ -пар при $M_{эфф}(\mu^+\mu^-) \leq 10$ ГэВ, образованных в π^-N и pN -взаимодействиях в широком интервале

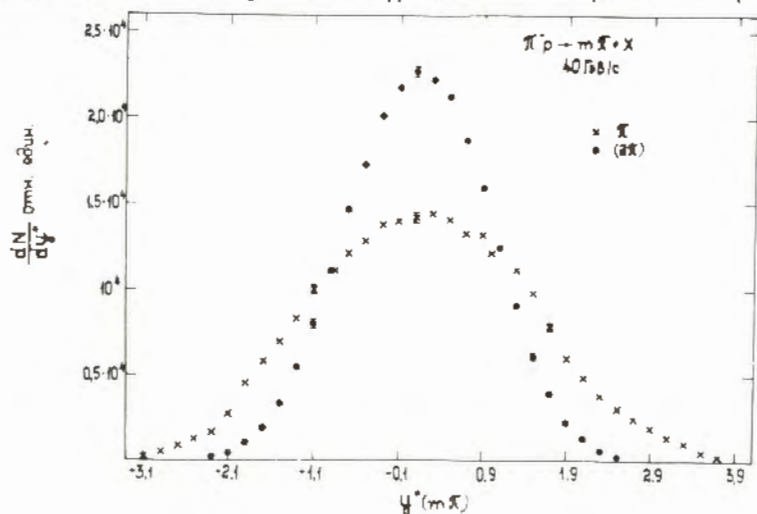


Рис. 4. Распределение π -мезонов и (2π) -систем по Y^* .

энергии ^{/11/}. Известно, что образование $\mu^+\mu^-$ -пар происходит в основном за счет механизма Дрелла-Яна ^{/12/}. Поэтому подобное поведение $\mu^+\mu^-$ -пар и $(\pi\pi)$ -систем в зависимости от их поперечного импульса представляет интерес и требует дополнительного анализа. Распределение многопионных систем по продольной быстрой зависит от числа пионов в системе. На рис. 4 представлены распределения π -мезонов и (2π) -систем по Y^* . Спектр для пионов значительно шире ($-3,1 \leq Y^* \leq 3,9$), чем для (2π) -систем ($-2,1 < Y^* < 2,5$), т.е. с увеличением числа частиц в системе их распределения по продольной быстрой сужаются. Аналогичная картина наблюдается для (3π) - и (4π) -систем. Поэтому при $m = 2, 3, 4$ большая часть $(\pi\pi)$ -систем попадает в область $|Y^*| \leq 1$, что для пионов примерно соответствует центральной области.

Аналогичные результаты получены и для полуинклюзивных реакций в π^-p - и π^+p -взаимодействиях ^{/17/}.

3. Влияние рождения резонансов на свойства $(\pi\pi)$ -систем

Как уже отмечалось, при высоких энергиях рождается много резонансов, поэтому интересно исследовать их влияние на свойства $(\pi\pi)$ -систем. В этом разделе мы рассмотрим, как рождение резонансов отражается на распределении двухпионных систем по поперечной энергии. С этой целью были моделированы распады резонансов:

$$\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^- \quad \text{и} \quad K^*(892) \rightarrow K^0\pi, \quad /4/$$

распределение которых задавалось в следующем виде:

$$\frac{dN}{dP_{\perp}^2} = A \cdot \exp(-BP_{\perp}^2), \quad P_{\perp}^2 \leq 1,5 \text{ (ГэВ/с)}^2 \quad /5/$$

и

$$\frac{dN}{dY^*} = C, \quad |Y^*| \leq 1, \quad /6/$$

где A и C - нормировочные коэффициенты и $B = 3,20 \pm 0,02 / \text{ГэВ/с}^{-2}$. Ошибка параметра B - статистическая и показывает точность, с которой задавалось распределение этих резонансов по P_{\perp}^2 *. Эти характеристики распределений резонансов ρ^0 и K^* примерно соот-

* Было моделировано около 10000 распадов ρ^0 /или K^* /.

ветствуют данным, полученным в π^+p -взаимодействиях при $P = 16$ ГэВ/с^{13/}. Распределение по массам резонансов задавалось в виде релятивистской функции Брейта-Вигнера:

$$BВ(M) = \frac{M^2}{q} \cdot \frac{M_0 \Gamma}{(M^2 - M_0^2)^2 + M_0^2 \Gamma^2} \quad /7/$$

$$\Gamma = \Gamma_0 (q/q_0)^{2l+1} (M_0/M),$$

где для ρ^0 -мезона $M_0 = 770$ МэВ, $\Gamma_0 = 155$ МэВ и $l = 1$; для K^* - $M_0 = 892$ МэВ, $\Gamma_0 = 49,5$ МэВ и $l = 1$, q - импульс распадающегося π -мезона в системе покоя резонанса; q_0 есть q при $M=M_0$. При моделировании предполагалось, что резонансы рождаются неполяризованными.

На рис. 5 показано распределение по квадрату поперечного импульса ρ^0 -мезонов, π -мезонов и (2π) -систем, образованных от распадов разных ρ^0 -мезонов. Как видно, распределение π -мезонов невозможно описать одним параметром наклона. Для описания этого спектра требуются две экспоненты:

$$\frac{dN}{dP_{\perp}^2} = A_1 \cdot \exp(-B_1 P_{\perp}^2) + A_2 \cdot \exp(-B_2 P_{\perp}^2), \quad /8/$$

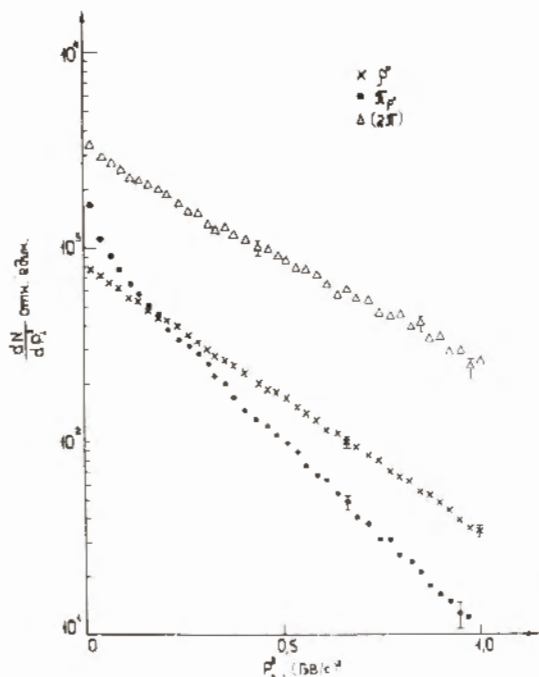


Рис. 5. Распределение ρ^0 -мезонов, π -мезонов и (2π) -систем, образованных от распадов разных ρ^0 по P_{\perp}^2 .

где A_1, A_2, B_1 и B_2 - свободные параметры. Такая же картина наблюдается для K^0 - и π -мезонов, образованных от распадов K^* . Полученные после аппроксимации данных значения параметров B_1 и B_2 представлены в табл. 1. Распределение двухпионных систем, образованных от распадов разных ρ^0 , по P_{\perp}^2 , удовлетворительно описывается одним параметром наклона B , значение которого $B = 2,58 \pm 0,02$.

Таблица 1

Величины параметра B для резонансов (ρ^0, K^*) и их продуктов распада

Тип частицы	B_1 и B_2 (ГэВ/с) ⁻²	$\chi^2/ст.св.$
ρ^0	$3,20 \pm 0,02$	25/40
$\pi\rho^0$	$B_1 = 24,4 \pm 2,4$ $B_2 = 4,67 \pm 0,04$	45/40
(2 π) от распадов разных ρ^0	$2,58 \pm 0,02$	43/40
$K^*(892)$	$3,20 \pm 0,02$	26/40
πK^*	$B_1 = 11,4 \pm 0,9$ $B_2 = 6,40 \pm 0,12$	43/40
$K^0_{K^*}$	$B_1 = 8,80 \pm 0,90$ $B_2 = 4,30 \pm 0,17$	32/40

Далее исследовалась зависимость неинвариантного дифференциального сечения от E_{\perp} для ρ^0 и K^* -резонансов, их продуктов распада и (2π) -систем, образованных от распадов разных ρ^0 /см. рис. 6 и 7/. Эти спектры аппроксимировались формулой /1/. Полученные значения параметра T представлены в табл. 2. Видно, что распределение ρ^0 -мезонов удовлетворительно описывается формулой /1/ с $T = 154 \pm 1$ МэВ. Это означает, что рождение ρ^0 -мезонов должно повышать значение T для $(\pi^+\pi^-)$ -систем в области эффективной массы ρ^0 . Однако при высоких энергиях отношение числа ρ^0 -мезонов к общему числу $(\pi^+\pi^-)$ -пар в этом интервале эффективных масс не превышает 10%, и поэтому эффект практически не проявляется /6/. Следует отметить, что ρ^0 -мезоны хорошо описываются обеими формулами /1/ и /5/. Если бы доминировал процесс парного рождения ρ^0 -мезонов, то значение T было бы еще

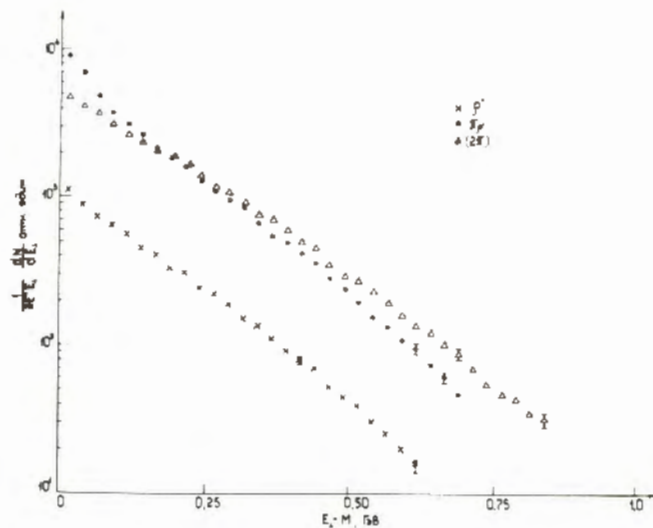


Рис. 6. Распределение ρ^0 -мезона, π -мезонов и (2π) -систем по $E_{\perp} - M$.

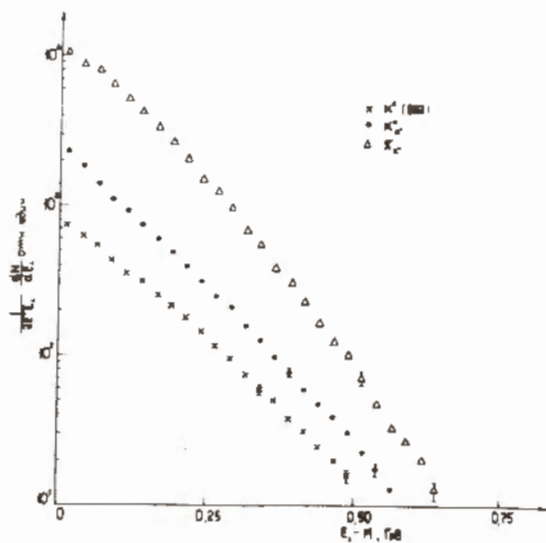


Рис. 7. Распределение K^* -мезона и его продуктов распада по $E_{\perp} - M$.

больше, так как $T = 179 \pm 1$ МэВ для (2π) -систем, образованных от распадов разных ρ^0 .

Распределение K^* -резонанса по поперечной энергии плохо описывается формулой /1/ при $(E_{\perp} - M) < 0,1$ ГэВ, что связано с малой шириной этого резонанса. Пионы, образованные от распадов ρ^0 и

Таблица 2

Значения параметра T для резонансов (ρ^0, K^*) и их продуктов распада

Тип частицы	T / МэВ/	χ^2 / ст.св.
ρ^0	154 ± 1	33/20
$\pi\pi\rho^0$	139 ± 1	81/20
(2 π) от разных ρ^0	179 ± 1	36/20
$K^*(892)$	123 ± 1	99/20
$\pi\pi K^*$	101 ± 1	329/20
$K_{K^*}^0$	112 ± 1	21/20

K^* , невозможно описать одним параметром T . Величина $T = 112 \pm 1$ МэВ для K^0 -мезонов от распадов K^* близка к значению $T_{\text{жсл.}}(K^0) = 119 \pm 4$ МэВ, полученному в π^-p -взаимодействиях при $P = 40$ ГэВ/с. Поэтому возможно, что образование K^0 -мезонов происходит в основном за счет распадов K^* -резонанса, как и предсказывается в аддитивной кварковой модели /14/.

Таким образом, распределение ρ^0 -мезонов и (2π) -систем, образованных от распадов разных ρ^0 , удовлетворительно описывается обеими формулами /1/ и /5/. Увеличение значения параметра T , связанного с образованием ρ^0 -мезонов, в экспериментах практически не проявляется из-за малости "сигнала" от резонанса. Интересно отметить, что "разрушение" корреляции между пионами от распада ρ^0 -мезонов увеличивает значение T на 25 МэВ /см. табл. 2, (2π) -системы от разных ρ^0 -мезонов/.

4. Распределения $(\pi\pi)$ -систем по поперечной энергии

В работах /6,7/ было показано, что зависимость инвариантного дифференциального сечения от поперечной энергии $(\pi\pi)$ -систем, образованных в π^-p - и π^-n -взаимодействиях при $P = 40$ ГэВ/с, удовлетворительно описывается формулой /1/, где $T \approx 130$ МэВ. Мы исследовали эту зависимость для двухпионных систем в разных интервалах по эффективной массе. При этом брались только те (2π) -системы, для которых каждый π -мезон удовлетворял условиям:

$$|Y^*| \leq 2 \quad \text{и} \quad P_{\perp} \leq 1 \text{ ГэВ/с}, \quad /9/$$

что для двухпионных систем примерно соответствует $|Y^*| \leq 1$.

Полученные значения T представлены в табл. 3. Видно, что имеется слабая зависимость T от заряда системы, особенно при массах $M_{\text{эфф}} \leq 0,65$ ГэВ. Это может быть связано с влиянием резонансов $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Однако, как уже отмечалось в разделе 3, эти эффекты малы.

Таблица 3

Значения параметра T для двухпионных систем в разных интервалах по эффективной массе

$M_{\text{эфф}}$ (ГэВ)	Q	T (МэВ)	$\chi^2/\text{ст. св.}$
0,28-0,45	+2	130 ± 1	35/29
	0	118 ± 1	62/20
	-2	128 ± 1	33/29
0,45-0,65	+2	133 ± 1	33/28
	0	127 ± 1	61/32
	-2	132 ± 1	33/27
0,65-0,90	+2	134 ± 2	15/23
	0	130 ± 1	40/27
	-2	131 ± 2	28/22
0,9-1,4	+2	130 ± 2	40/19
	0	125 ± 1	70/20
	-2	126 ± 2	32/18
1,4-2,5	+2	125 ± 5	10/10
	0	116 ± 2	33/15
	-2	126 ± 5	13/10

$$Q(\pi^+\pi^+) = +2$$

$$Q(\pi^+\pi^0) = 0$$

$$Q(\pi^-\pi^0) = -2$$

Интересно посмотреть, насколько универсальность описания $(\pi\pi)$ -систем по поперечной энергии определяется корреляциями в образовании пионов. С этой целью были построены спектры двухпионных систем с пионами из разных событий.

При этом брались пионы из области /9/, чтобы влияние законов сохранения энергии-импульса было не очень существенным. Очевидно, что при такой процедуре динамические корреляции между частицами системы существенно разрушаются, что должно привести к увеличению T /см. раздел 3/. Значения параметра T для таких систем представлены в табл. 4. Как следует из этой таблицы, величина T слабо зависит от заряда и эффективной массы системы. Значение этого параметра меньше для реальных (2π) -систем, чем для

Таблица 4

Значения параметра T для (2π) -систем, полученных с помощью моделирования

$M_{\text{эфф}}$ (ГэВ)	Q	T (МэВ)	$\chi^2/\text{ст. св.}$
0,28-0,45	+2	137 ± 1	31/33
	0	136 ± 1	54/40
	-2	134 ± 1	35/35
0,45-0,65	+2	140 ± 1	42/32
	0	136 ± 1	20/20
	-2	136 ± 1	60/32
0,65-0,90	+2	140 ± 1	45/29
	0	140 ± 1	31/20
	-2	135 ± 1	51/29
0,9-1,4	+2	136 ± 2	42/23
	0	137 ± 2	73/20
	-2	135 ± 2	46/20
1,4-2,5	+2	134 ± 2	13/15
	0	128 ± 2	68/20
	-2	132 ± 2	40/14

моделированных, т.е. нарушение корреляции между частицами системы приводит к увеличению параметра T /см. табл. 3 и 4/. Такая же картина наблюдается и для трехпионных систем.

Таким образом, зависимость неинвариантного дифференциального сечения от поперечной энергии как для реальных, так и для моделированных $(m\pi)$ -систем удовлетворительно описывается простой экспоненциальной зависимостью /1/. Это свойство многопионных систем в основном обусловлено характером одночастичных инклюзивных спектров π -мезонов.

Интересным является вопрос - как же значение T зависит от энергии взаимодействующих частиц. Данные, представленные в этой работе и полученные в π^+p -взаимодействии при $P = 16$ ГэВ/с, не позволяют сделать определенных выводов относительно этой зависимости. Поэтому важно посмотреть поведение параметра T при других энергиях.

5. Заключение

В результате изучения характеристик многопионных систем, образованных в пион-нуклонных соударениях при $P = 40$ ГэВ/с, получены следующие результаты:

1. Поперечный импульс $(m\pi)$ -систем растет с увеличением эффективной массы, слабо зависит от числа частиц в системе и в пределах ошибок не зависит от заряда и типа мишени (р,п).

2. Распределения ρ^0 -мезонов и (2π) -систем, образованных от распадов разных ρ^0 , удовлетворительно описываются обеими формулами /1/ и /5/. Увеличение значения параметра T для всех $(\pi^+\pi^-)$ -систем в области $M(\rho^0)$, связанное с рождением этого резонанса, в экспериментах практически не проявляется, так как отношение "сигнала" от ρ^0 к фону не превышает 10%.

3. Зависимость неинвариантного дифференциального сечения от поперечной энергии как для реальных, так и для моделированных $(m\pi)$ -систем удовлетворительно описывается $\exp[-(E_{\perp}-M)/T]$. Поэтому это свойство многопионных систем в основном обусловлено характером одночастичных инклюзивных спектров пионов. Нарушение корреляции между частицами системы приводит к увеличению значения T .

Авторы признательны В.М.Шехтеру за полезные обсуждения.

Литература

1. Böchman K. et al. Nucl.Phys., 1978, B140, p.235.
2. Jancso G. et al. Nucl.Phys., 1977, B124, p.1.
3. Ангелов Н. и др. ЯФ., 1977, 25, с.117.
4. Deutzchman M. et al. Nucl.Phys., 1974, B70, p.189.

5. Bartke J. et al. Nucl.Phys., 1977, B120, p.14.
6. Ангелов Н. и др. ЯФ, 1979, 30, с.1527.
7. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, P1-12619, Дубна, 1979; ЯФ, 1980, 31, с.640.
8. Абдурахимов А.У. и др. ОИЯИ, 1-6967, Дубна, 1973.
9. Абдурахимов А.У. и др. ЯФ, 1973, 18, с.545.
10. Абдурахимов А.У. и др. ЯФ, 1971, 18, с.1251.
11. Zederman L.M. Proc. of the 19th International Conf. on High Energy Phys., Tokyo, 1978, p.706.
12. Drel S., Yan T.M. Phys.Lett., 1970, 25, p.319.
13. Böchman K. Report BONN-HE-76-25.
14. Anisovich V.V. et al. Nucl.Phys., 1973, B55, p.455.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 февраля 1980 года.