

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

В 66

P1-88-215

С.Вокал, В.А.Лескин*, К.Д.Толстов,
Г.С.Шабратова

СПЕКТРЫ π^+ -МЕЗОНОВ И ПРОТОНОВ
В ЦЕНТРАЛЬНЫХ И ПЕРИФЕРИЧЕСКИХ
СТОЛКНОВЕНИЯХ Р, ^{12}C , ^{22}Ne
С ЯДРАМИ ФОТОЭМУЛЬСИИ ПРИ 4,5 А ГэВ/с

*Физико-технический институт АН ТаджССР, Душанбе

1988

ВВЕДЕНИЕ

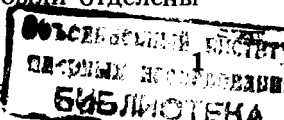
В центральных столкновениях тяжелых ионов с ядрами фотоэмульсии при энергии ~ 4 ГэВ/нуклон возможно более чем двукратное увеличение плотности ядерной материи ^{1,2/} по сравнению с равновесной $\rho_0 = 0,17$ фм⁻³, сопровождающееся значительным разогревом ядерного вещества ^{3/}. В таких взаимодействиях ожидаются коллективные процессы статистического характера с установлением термодинамического равновесия (термализацией) нуклонов ^{4/}. Изучение свойств ядерной материи в подобных экстремальных условиях возможно путем исследования характеристик спектров частиц, их выхода в центральных и периферических соударениях.

В настоящей работе рассматриваются спектры релятивистских π^\pm -мезонов и протонов, участников взаимодействия, выделенных в неупругих столкновениях p , ^{12}C , ^{22}Ne с ядрами фотоэмульсии при $\sim 4,5$ А ГэВ/с ^{5-7/}.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ И НЕКОТОРЫЕ МЕТОДИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ

Исходный экспериментальный материал представлял собой ансамбли следов однозарядных частиц с относительной ионизацией $g/g_0 < 1,4$; скоростью $\beta > 0,75$ (s -частиц), отобранных с ограничением по углу наклона к поверхности фотослоя, не превышавшим 7° . Испускание других частиц с пространственным углом вылета θ_i — выбранной частицы — учитывалось введением ее геометрического веса.

* Выделение π^\pm -мезонов и протонов-участников в наборах s -частиц ^{6,8/} осуществлялось путем непосредственной идентификации по результатам измерений величин $p\beta$ и относительной ионизации на следах с использованием известных расчетных зависимостей $g/g_0 = f(p\beta)$ до области сближения $p\beta \approx 1,2$ ГэВ/с кривых ионизационных потерь. Средняя ошибка измерений идентифицируемых частиц соответствовала: $\langle \Delta p\beta / p\beta \rangle \approx 0,12$. Оценки относительной ионизации были выполнены с необходимой для идентификации точностью (ошибки измерений на следах с $p\beta \leq 1,2$ ГэВ/с составили меньше 3% от оцененных величин). В области значений $p\beta > 1,2$ ГэВ/с выделение частиц проведено статистически с использованием спектров π^\pm -мезонов из $pr(pn)$ столкновений при близких энергиях. При этом однозарядные фрагменты ядра-снаряда (p, d, t) были отделены



от π^\pm -мезонов и протонов-участников с помощью полуэмпирического алгоритма^{/8/}, учитывающего особенности распределения s -частиц по θ в области малых углов^{/9,10/}, величину $p\beta_i$ каждой рассматриваемой частицы и ошибку в ее измерении. Эти однозарядные фрагменты ядра-снаряда были разделены на p, d, t путем рассеяния высокоимпульсной части спектра $p\beta$ на три области по значениям средних величин $p\beta$ (соответствующих начальной энергии на нуклон снаряда). Результаты более строгого подхода к выделению p, d, t -фрагментов в подобном ансамбле частиц из полного набора событий $^{22}\text{Ne} + \text{эм.}$ ^{/10/}, учитывающего свойства распределений частиц по параметру $1/p\beta$, дают соотношения выхода фрагментов, хорошо согласующиеся с полученными в^{/8/}.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

Полученные для столкновений $p, ^{12}\text{C}, ^{22}\text{Ne}$ с ядрами фотоэмульсии экспериментальные распределения релятивистских π^\pm -мезонов, протонов-участников по импульсу, поперечному импульсу и продольной быстрой^{/7/}, имели практически одинаковую форму. На подобие форм энергетических спектров (одинаковые параметры наклона при аппроксимации экспоненциальной зависимостью) π^+, π^- -мезонов с импульсом $p > 0,5$ ГэВ/с в лабораторной системе координат для столкновений различных ядер указывалось также в работе^{/11/}.

В табл. 1 представлены результаты аппроксимации распределений π^\pm -мезонов с $T > 80$ МэВ по кинетической энергии в л.с. выражением:

$$f(T) = C \cdot \exp(-T/T_0). \quad (1)$$

Таблица 1

Аппроксимация спектров кинетических энергий π^\pm -мезонов экспоненциальной зависимостью

Ядро	P_0 ГэВ/с	T_0 МэВ	σ , МэВ	$\chi^2/\text{св}$
p	4,5	500	20	0,7
^{12}C	4,5	500	20	0,5
^{22}Ne	4,1	450	10	1,15

В первых двух колонках таблицы приведены условия облучения ядерной фотоэмульсии, в последующих — подгоночный параметр T_0 , ошибка σ в его определении и $\chi^2/\text{на}$ степень свободы. Одинаковые для взаимодействий $p, ^{12}\text{C}$, параметры T_0 (наклоны спектров)

и близкое к ним значение T_0 в $^{22}\text{Ne} + \text{эмульсия}$ взаимодействиях подтверждают вывод^{/7/} о слабой зависимости формы спектров и средних импульсов π^\pm -мезонов от массы ядра-снаряда.

Известно, что g -частицы (однозарядные частицы с ионизацией $g/g_0 > 1,4$, пробегом $R > 3$ мм)^{/12/} в подавляющем большинстве состоят из p, d, t — фрагментов ядра-мишени, мягких ($p\beta < 120$ МэВ/с) π^\pm -мезонов и замедлившихся в каскадных процессах протонов ядра-снаряда. Определение выхода различных g -частиц сопряжено с рядом методических трудностей. Имеющиеся в эмульсионных работах оценки ограничены и не дают детального представления о соотношении частиц в ансамбле g -фрагментов. С этой точки зрения интересно сравнить энергетический спектр частиц от фрагментации ядра ^{22}Ne в системе его покоя со спектром g -фрагментов ядер фотоэмульсии. Требуемый спектр получен путем вычисления кинетических энергий в антилабораторной (а.л.) системе координат, выделенных в $^{22}\text{Ne} + \text{эмульсия}$ взаимодействиях s -частиц. На рис. 1а представлен полученный путем преобразования s -частиц к а.л. системе энергетический спектр, где всем частицам приписана масса протона, так же, как в спектре g -частиц от фрагментации ядер фотоэмульсии в $^{22}\text{Ne} + \text{эмульсия}$ взаимодействиях^{/13/}, который показан пунктиром.

Сопоставляемые спектры, отнормированные на равное число частиц, практически одинаковы по форме. На рис. 1(б,в,г,д) показаны вклады в спектр g -фрагментов ядра ^{22}Ne протонов-участников ($p_{\text{уч}}$), протонов, не испытавших взаимодействие ($p_{\text{фрагм}}$), π^\pm -мезонов, а также сложных фрагментов-дейтронов и тритонов. В процентах эти вклады соответствуют числам: 56, 19, 20, 5. Таким образом, при фрагментации ядра ^{22}Ne в системе его покоя основной вклад в g -частицы в указанном на рис. 1 диапазоне энергий обусловлен протонами (около 75%), ~20% соответствуют вкладу π^\pm -мезонов и ~5% — вкладу d, t -фрагментов. Полученные соотношения дают представление об относительном выходе частиц в совокупности g -фрагментов покоящегося ядра.

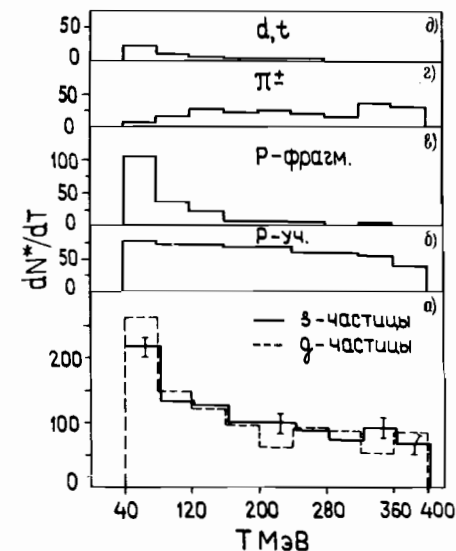


Рис. 1. Распределения по кинетической энергии s -частиц из $^{22}\text{Ne} + \text{эмульсия}$ взаимодействий и g -фрагментов ядер фотоэмульсии.

СВОЙСТВА СПЕКТРОВ π^{\pm} -МЕЗОНОВ И ПРОТОНОВ В ЦЕНТРАЛЬНЫХ И ПЕРИФЕРИЧЕСКИХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ЯДЕР

В табл. 2 приведены средние характеристики распределений π^{\pm} -мезонов и протонов-участников по импульсу, углу вылета θ , продольной скорости $y = 1/2 \ln((E + P_{||}) / (E - P_{||}))$, поперечному импульсу (P_{\perp}^{π} , P_{\perp}^p), относительный выход N_{π} / N_p частиц в квазицентральных и периферических $^{22}\text{Ne} + \text{эмульсия}$ столкновениях, выделенных по суммарному заряду Q непрореагировавших фрагментов ядра-снаряда. Импульсы даны в МэВ/с, углы — в градусах.

Таблица 2

Средние характеристики спектров релятивистских π^{\pm} -мезонов и протонов в зависимости от Q

Q	$0 \div 2$	$7 \div 10$	$9 \div 10$
$\langle P_{\pi} \rangle$	600 ± 40	690 ± 50	720 ± 60
$\langle P_p \rangle$	2020 ± 70	2340 ± 70	2390 ± 80
$\langle \theta_{\pi} \rangle$	44 ± 3	32 ± 3	23 ± 2
$\langle \theta_p \rangle$	18 ± 1	$12,3 \pm 0,7$	$11 \pm 1,2$
$\langle y_{\pi} \rangle$	$0,98 \pm 0,07$	$1,30 \pm 0,08$	$1,52 \pm 0,07$
$\langle y_p \rangle$	$1,27 \pm 0,03$	$1,48 \pm 0,03$	$1,53 \pm 0,04$
$\langle P_{\perp}^{\pi} \rangle$	280 ± 20	245 ± 20	240 ± 30
$\langle P_{\perp}^p \rangle$	530 ± 20	410 ± 20	400 ± 30
N_{π} / N_p	$1,9 \pm 0,2$	$1,3 \pm 0,1$	$1,3 \pm 0,3$

В ансамбле событий с $Q = 0 \div 2$ в подавляющем большинстве это столкновения $^{22}\text{Ne} + \text{Ag}, \text{Br}^{/14/}$, среднее число сильноионизирующих частиц из ядра-мишени $\langle N_h \rangle = 26$. Эта величина, отражающая в среднем степень расщепления ядер-мишеней в данной совокупности квазицентральных соударений, практически соответствует критерию отбора событий полного разрушения ядер $\text{Ag}, \text{Br}^{/15,16/}$. Напомним, что события с $N_h > 7$ относятся к взаимодействиям с ядрами Ag, Br , а с $N_h \leq 7$ соответствуют взаимодействиям с $\text{C}, \text{N}, \text{O}$ и периферическим столкновениям с ядрами Ag, Br . В последней колонке табл.2 даны характеристики спектров частиц в крайне периферических столкновениях ($Q = 9 \div 10$). Пользуясь соотношением ^{/17/}

$$N_{\text{вз.}} = A_p - \frac{A_p}{Z_p} \cdot Q, \quad (2)$$

определим число нуклонов ядра ^{22}Ne , испытавших взаимодействие для событий из наборов, представленных в трех последних колонках таблицы, получим соответственно: $\sim 20; 7 \div 1; 2 \div 1$.

Анализируя свойства спектров, отметим, что при переходе от центральных (квазицентральных) к крайне-периферическим $^{22}\text{Ne} + \text{эмульсия}$ взаимодействиям (при \sim десятикратном уменьшении числа нуклонов ядра-снаряда участников взаимодействия), наблюдается незначительное (\sim на 20%) увеличение средних импульсов π^{\pm} -мезонов и протонов, и существенное (почти 2-кратное) уменьшение среднего угла испускания частиц, ведущее к заметному уменьшению средних поперечных импульсов (особенно протонов). Средние скорости π^{\pm} -мезонов и протонов-участников при этом возрастают и, сближаясь, становятся равными в крайне-периферических столкновениях.

В центральных $^{22}\text{Ne} + \text{Ag}, \text{Br}$ -столкновениях ядер по сравнению с периферическими наблюдается значительное (\sim в 1,5 раза) увеличение выхода π^{\pm} -мезонов на протон-участник (см. N_{π} / N_p в табл. 2).

Подобные свойства в поведении частиц наблюдались в $^{12}\text{C} + \text{эмульсия}$ взаимодействиях, выделенных по Q , а также в наборах событий, выделенных по степени расщепления ядра-мишени в столкновениях $p, ^{12}\text{C}, ^{22}\text{Ne}$ с ядрами фотоэмульсии ^{/7/}. Эти результаты свидетельствуют о зависимости рассматриваемых характеристик (импульсов, углов вылета, скоростей, относительного выхода частиц) π^{\pm} -мезонов и протонов-участников от числа прореагировавших в событии нуклонов снаряда и мишени.

Указание на незначительную зависимость импульсов релятивистских π^{\pm} -мезонов и протонов от числа нуклонов на их пути в ядре-мишени рассматривалось в работе ^{/7/} как возможное проявление длины формирования.

СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ С КАСКАДНО-ИСПАРИТЕЛЬНОЙ МОДЕЛЬЮ (КИМ)

Сравнение спектров — частиц из $^{22}\text{Ne} + \text{эмульсия}$ взаимодействий с предсказаниями модели, где взаимодействие ядер рассматривается как суперпозиция двухчастичных нуклон-нуклонных и пион-нуклонных столкновений, является хорошим тестом для наблюдения возможного проявления коллективных эффектов. В табл. 3 в сравнении с экспериментальными результатами даны характеристики спектров частиц с $\beta > 0,75$: средние импульсы (в МэВ/с), углы (в градусах) и скорости, полученные в рамках КИМ ^{/18/} (строки с индексом К), относительный выход частиц в различных наборах событий. В распределения протонов (характеристики с индексом p^*) наряду с прореагировавшими включены протоны — фрагменты ядра-снаряда.

В целом по таблице можно отметить хорошее совпадение экспериментальных и расчетных характеристик спектров π^{\pm} -мезонов в полной совокупности событий. Различия, минимальные в периферических ($Q = 7 \div 10$) столкновениях и в событиях с малым расщеплением ядра-

Таблица 3
Характеристики релятивистских π^\pm -мезонов и протонов для $^{22}\text{Ne} + \text{эмульсия}$ взаимодействий в сравнении с КИМ.

	Все события		$N_h > 7$	$Q \leq 2$	$Q \geq 7$
	$N_h \leq 7$	$N_h \leq 7$			
$\langle P_\pi \rangle$	653 ± 20	744 ± 40	620 ± 30	600 ± 40	686 ± 50
	K 654	731	625	612	697
$\langle \theta_\pi \rangle$	38,0 ± 1,4	27 ± 2	43 ± 2	44 ± 3	32 ± 3
	K 38,6	31,3	41,2	42,4	33,8
$\langle P_T^\pi \rangle$	277 ± 10	238 ± 14	292 ± 13	283 ± 17	245 ± 18
	K 263	251	266	269	249
$\langle P_{p^*} \rangle$	2800 ± 40	3090 ± 60	2600 ± 60	2240 ± 80	3250 ± 60
	K 2996	3270	2810	2556	3345
$\langle \theta_{p^*} \rangle$	12,5 ± 0,4	9,9 ± 0,4	15,5 ± 0,6	17 ± 1	9,0 ± 0,4
	K 11,1	8,52	12,45	14,6	7,84
$\langle P_T^{p^*} \rangle$	438 ± 10	359 ± 10	483 ± 14	508 ± 20	325 ± 12
	K 396	347	428	489	308
N_π / N_{p^*}	1,16 ± 0,03	0,79 ± 0,04	1,40 ± 0,05	1,8 ± 0,1	0,74 ± 0,04
	K 0,86	0,58	1,04	1,23	0,56

мишени ($N_h \leq 7$), наиболее велико в центральных ($Q = 0 \div 2$) взаимодействиях и непериферических ($N_h > 7$) соударениях с тяжелыми ядрами Ag, Vg, т.е. в событиях с относительно большим числом нуклонов-участников. Модель систематически недооценивает выход π^\pm -мезонов на протон (неупругость взаимодействия), наибольшее расхождение, до 0,5 от расчетного значения, наблюдается в центральных $^{22}\text{Ne} + \text{Ag}, \text{Vg}$ -столкновениях. При этом средние импульсы протонов $\langle P_{p^*} \rangle$ в расчетах систематически выше экспериментальных. Наибольшее расхождение по-прежнему имеет место в ансамбле центральных $^{22}\text{Ne} + \text{Ag}, \text{Vg}$ -столкновений, наименьшее — в периферических. Подобные соотношения величин наблюдаются на средних углах испускания протонов, которые для модели во всех наборах частиц ниже, особенно в непериферических $^{22}\text{Ne} + \text{Ag}, \text{Vg}$ -столкновениях ($N_h > 7$), а не в центральных, как это можно было ожидать. В результате этого экспериментальные средние поперечные импульсы $\langle P_{p^*} \rangle$ систематически выше расчетных и отличаются на ~4 стандарта в ансамбле непериферических $^{22}\text{Ne} + \text{Ag}, \text{Vg}$ -столкновений, несмотря на то, что измеренный импульс $\langle P_{p^*} \rangle$ ниже расчетного во всех наборах событий. Эта особенность объяснена в следующем разделе.

На рис. 2 показаны отнормированные на одинаковое число частиц спектры π^\pm -мезонов из $^{22}\text{Ne} + \text{эмульсия}$ взаимодействий, расчетный (КИМ) и спектр π^\pm -мезонов из $np(np)$ столкновений. Рисунок демонстрирует практическое совпадение спектров и хорошее согласие расчетов с экспериментом.

Рассматривая импульсные и угловые характеристики релятивистских π^\pm -мезонов, следует отметить, что для ~60% столкновений $^{22}\text{Ne} + \text{эмульсия}$ событий с относительно небольшим числом нуклонов-участников, где $N_h \leq 7$ (либо $Q \geq 7$), наблюдается удовлетворительное согласие с КИМ, т.е. вклад эффектов коллективного взаимодействия частиц в этих событиях слабо заметен. В непериферических и центральных $^{22}\text{Ne} + \text{Ag}, \text{Vg}$ -соударениях эффекты, связанные с увеличением числа

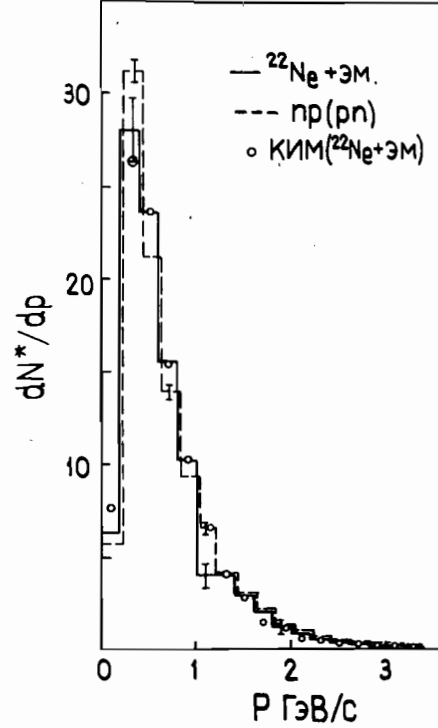


Рис. 2. Импульсные спектры релятивистских π^\pm -мезонов.

частиц и их плотности в объеме столкновения приводят к расхождению расчетов и экспериментальных результатов. Этому способствует недооценка моделью выхода релятивистских π^\pm -мезонов, наблюдаемая во всех наборах событий.

МОДЕЛЬ ФАЙЕРБОЛА И ТЕРМАЛИЗАЦИЯ ПРОТОНОВ

В центральных соударениях ядер при значительном числе нуклонов в объеме взаимодействия ожидается возникновение движущегося, сильно разогретого сгустка материи файербола^{/1,3/}, представляющего смесь нуклонов, мезонов и возбужденных барионов. Предполагается, что в ансамбле частиц файербола возможно установление термодинамического равновесия, которое достигается после того, как каждый нуклон испытывает несколько столкновений. При этом продукты распада должны иметь изотропное угловое распределение в системе координат распадающегося файербола. О степени близости распадающейся системы к состоянию термодинамического равновесия можно заключить по величине отношения среднего поперечного импульса частиц к среднему продольному в событии:

$$R = \frac{2}{\pi} \frac{\sum_i P_{\perp i}}{\sum_i P_{\parallel i}}. \quad (3)$$

Для системы с полной термализацией $R = 1$ ^{/4/}.

В настоящей работе протоны-участники из ядра-снаряда (^{22}Ne) были разделены на три ансамбля по степени расщепления ядер-мишеней в событиях, где они наблюдались. Для каждого ансамбля событий были найдены средний поперечный $\langle P_{\perp}^p \rangle$ и средний продольный $\langle P_{\parallel}^p \rangle$ импульсы протонов в системе центра масс NN-столкновений, а также величина

$$R^* = \frac{2}{\pi} \frac{\langle P_{\perp}^p \rangle}{\langle P_{\parallel}^p \rangle}. \quad (4)$$

В среднем, для ограниченного класса событий, по которым образован ансамбль протонов, величина R^* , подобно R , может характеризовать близость распавшихся на частицы систем к состоянию термодинамического равновесия.

В табл. 4 приведены значения $\langle P_{\perp}^p \rangle$ и $\langle P_{\parallel}^p \rangle$ в МэВ/с, средних величин R^* и N_{π}/N_p в зависимости от степени расщепления мишени (N_h) в выделенных ансамблях событий.

Наблюдаемое в таблице увеличение фактора R^* с ростом N_h в ансамблях событий связано с уменьшением продольного и существ-

Таблица 4

Параметр	R^* в ансамблях событий $^{22}\text{Ne} + \text{эмульсия с разными } N_h$			
	N_h	0 ÷ 5	6 ÷ 25	$N_h \geq 26$
$\langle P_{\perp}^p \rangle$		386 ± 17	520 ± 20	564 ± 25
$\langle P_{\parallel}^p \rangle$		500 ± 25	430 ± 20	390 ± 25
$\langle R^* \rangle$		0,49 ± 0,04	0,77 ± 0,05	0,92 ± 0,08
N_{π}/N_p		1,2 ± 0,1	1,6 ± 0,1	1,84 ± 0,12

ственным увеличением поперечного движения протонов, сопровождающимся повышением на ~50% выхода π^\pm -мезонов на протон-участник в квазицентральных столкновениях $^{22}\text{Ne} + \text{Ag}, \text{Vr}$ с практически полным разрушением ядра-мишени. Следует отметить более резкий рост величин $\langle P_{\perp}^p \rangle$ и N_{π}/N_p при переходе от событий с $0 \leq N_h \leq 5$ к событиям с $6 \leq N_h \leq 25$, чем при последующем переходе к событиям с $N_h \geq 26$. Это указывает на заметную зависимость характеристик $\langle P_{\perp}^p \rangle$ и N_{π}/N_p от числа нуклонов, участников взаимодействия. Наблюдаемый скачок средних величин связан с переходом от взаимодействий с ядрами C, N, O и периферических взаимодействий с ядрами Ag, Vr к непериферическим столкновениям с ядрами Ag, Vr фотоэмульсии. Подобное изменение величин $\langle P_{\perp}^p \rangle$ и N_{π}/N_p наблюдается и в ансамблях событий, выделенных по Q при переходе к центральным столкновениям (табл. 2).

Близкое к единице значение фактора R^* в центральных соударениях $^{22}\text{Ne} + \text{Ag}, \text{Vr}$ с полным разрушением ядер-мишеней, значительное увеличение относительного выхода π^\pm -мезонов свидетельствуют о том, что энергия направленного движения нуклонов в области перекрытия ядер преобразуется в их хаотическое движение и энергию рожденных π^\pm -мезонов. Это указывает на возможное проявление в подобных событиях состояний, близких к равновесному. Отметим, что доля событий с $N_h \geq 26$ составляет более 12% от всех^{/12/}.

В квазицентральных взаимодействиях, выделенных по критерию $Q \leq 2$, средняя степень расщепления ядра-мишени соответствует значению $\langle N_h \rangle \approx 26$, т.е. условному событию с практически полным разрушением тяжелого ядра в эмульсии. Как видно из предыдущего, эффекты коллективного взаимодействия частиц ярче проявляются в событиях с наибольшим числом нуклонов-участников. Поэтому наибольшая недооценка КИМ рождения π^\pm -мезонов наблюдается в событиях с $Q \leq 2$ (табл. 3).

Наибольшее расхождение КИМ с экспериментом в оценке $\langle P_{\perp}^{p*} \rangle$ в ансамбле непериферических ($N_h > 7$) столкновений $^{22}\text{Ne} + \text{Ag}, \text{Vr}$ также не случайно. Подчеркнем, что этот ансамбль характеризуется величиной $N_{\pi}/N_p = 1,4 \pm 0,05$, промежуточной между значением (0,74 ± 0,04) в периферических ($Q \geq 7$) столкновениях и величиной (1,8 ± 0,1) в центральных ($Q \leq 2$ табл. 3).

В работе /19/ в событиях непериферических столкновений $^{22}\text{Ne} + \text{Ag}, \text{Br} (N_b > 7)$ показаны проявления коллективных потоков частиц — отскока фрагментов ядра-снаряда и бокового выброса фрагментов ядра-мишени, тенденция к противоположной направленности суммарных векторов потоков частиц снаряда и мишени в событии. Коллективные движения фрагментов сталкивающихся ядер отразятся на движении протонов ядра-снаряда и релятивистских π^\pm -мезонов.

Таким образом, неучтенное КИМ коллективное поперечное движение протонов является причиной проявления наиболее заметного в рассматриваемом ансамбле событий расхождения в экспериментальном и расчетном значениях $\langle P_{\perp}^{P^*} \rangle$. Подобный, но менее заметный, эффект наблюдается и для π^\pm -мезонов.

АППРОКСИМАЦИЯ СПЕКТРОВ ПРОТОНОВ-УЧАСТНИКОВ И π^\pm -МЕЗОНОВ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ РЭЛЕЯ

В работе /9/ спектры поперечных импульсов фрагментов ядра-снаряда с зарядом $Z \geq 2$ в л.с. из $^{12}\text{C} + \text{эмульсия}$ взаимодействий (4,5 А ГэВ/с) были аппроксимированы распределением

$$f(P_{\perp}) = (P_{\perp} / \sigma^2) \cdot \exp(-P_{\perp}^2 / 2\sigma^2), \quad (5)$$

которое соответствует парциальным гауссовым распределениям по поперечным компонентам 3-импульса фрагмента в системе покоя фрагментирующего ядра. В /9/ отмечалось наличие "хвоста" больших передач в спектрах α и многозарядных фрагментов снаряда, не описываемого распределением Рэля. Подобное исследование было проведено и на материале $^{22}\text{Ne} + \text{эмульсия}$ взаимодействий, где экспериментальные P_{\perp} -спектры фрагментов ядра-снаряда также неудовлетворительно описывались выражением (5). Надежная аппроксимация спектров (включая их высокоимпульсные области) была проведена суммой двух распределений Рэля с заметно отличающимися параметрами, что рассматривалось как указание на существование двух независимых источников испускания фрагментов с разными "температурами" σ_1 и σ_2 /10/. Наличие в ансамбле спектров фрагментов ядра-снаряда значительной доли частиц с большими P_{\perp} , очевидно, должно сопровождаться адекватными свойствами спектров протонов-участников и рожденных π^\pm -мезонов.

В табл. 5 даны результаты аппроксимации спектров релятивистских π^\pm -мезонов и протонов распределением Рэля, проведенной на экспериментальном материале из $^{22}\text{Ne} + \text{эмульсия}$ взаимодействий.

Заниженные по сравнению с экспериментальными $\langle P_{\perp} \rangle_3$ характеристики математические ожидания $\langle P_{\perp} \rangle_0 = \sqrt{\pi/2} \sigma$ и высокие значения $\chi^2/\text{с.с.}$ указывают на несоответствие наблюдаемых и ожидаемых распределений. В табл. 6 приведены результаты аппрок-

Таблица 5

Аппроксимация спектров релятивистских π^\pm -мезонов и протонов распределением Рэля

	$\chi^2/\text{с.с.}$	$\langle P_{\perp} \rangle_0$ МэВ/с	$\langle P_{\perp} \rangle_3$ МэВ/с
π^\pm	2,2	248 ± 10	280 ± 20
p	2,8	450 ± 16	550 ± 40

симации спектров двухрэлееским распределением вида:

$$f(P_{\perp}) = \alpha (P_{\perp} / \sigma_1^2) \exp(-P_{\perp}^2 / 2\sigma_1^2) + (1-\alpha) (P_{\perp} / \sigma_2^2) \exp(-P_{\perp}^2 / 2\sigma_2^2), \quad (6)$$

где α — вклад первого члена распределения. Значения импульсов даны в МэВ/с.

Таблица 6

Аппроксимация спектров P_{\perp} протонов и π^\pm -мезонов двумя распределениями Рэля

	A_p	$\langle P_{\perp} \rangle_1$	$1-\alpha$	$\langle P_{\perp} \rangle_2$	$\chi^2/\text{с.с.}$	$\langle P_{\perp} \rangle_n$	$\langle P_{\perp} \rangle_3$
^{22}Ne		170 ± 17	$0,5 \pm 0,1$	384 ± 14	0,6	277	280 ± 10
π^\pm	^{12}C	190 ± 70	$0,7 \pm 0,4$	320 ± 35	0,8	281	280 ± 14
		150 ± 10	$0,87 \pm 0,20$	340 ± 35	0,7	315	320 ± 16
p	^{22}Ne	236 ± 44	$0,8 \pm 0,1$	560 ± 40	0,8	495	500 ± 20

Величины $\langle P_{\perp} \rangle_n$, указанные в таблице, найдены как:

$$\langle P_{\perp} \rangle_n = \alpha \langle P_{\perp} \rangle_1 + (1-\alpha) \langle P_{\perp} \rangle_2; \quad \langle P_{\perp} \rangle_1 = \sqrt{\pi/2} \sigma_1; \quad \langle P_{\perp} \rangle_2 = \sqrt{\pi/2} \sigma_2.$$

Полученные при аппроксимации величины $\langle P_{\perp} \rangle_n$ и экспериментальные $\langle P_{\perp} \rangle_3$ хорошо согласуются, заметно снизившиеся значения $\chi^2/\text{на}$ степень свободы свидетельствуют о более надежной аппроксимации по сравнению с фитированием выражением (5). Анализируя подгоночные параметры спектров π^\pm -мезонов (табл. 6), отметим, что доля частиц с малыми $\langle P_{\perp} \rangle_1$ возрастает с увеличением A_p снаряда. Это можно объяснить возрастанием вклада периферических столкновений с увеличением массы A_p .

Большие $\langle P_{\perp} \rangle_2$ -параметры, соответствующие более "горячему" источнику частиц, связаны с реализацией столкновений ядер

при большом числе нуклонов-участников, например, во взаимодействиях $^{22}\text{Ne} + \text{Ag}, \text{Vr}$, сопровождающихся полным разрушением ядра-мишени и в периферических $^{22}\text{Ne} + \text{Ag}, \text{Vr}$ столкновениях. Подтверждением этому является близость параметра $\langle P_{\perp} \rangle_2 = 560 \pm 40$ МэВ/с и среднего импульса $\langle P^P \rangle = 564 \pm 24$ МэВ/с протонов в ансамбле событий $N_{\text{h}} \geq 26$ (табл.4), а также $\langle P_{\perp}^P \rangle = 540 \pm 25$ МэВ/с для событий $N_{\text{h}} > 7^{1/2}$.

Таким образом, результаты работы указывают на то, что источники рождения α -частиц различны. Характеристики этих частиц в значительной мере определяются числом эффективно провзаимодействовавших в событии нуклонов, что, в частности, связано как с массами сталкивающихся ядер, так и с геометрией их столкновения. Полученные результаты не отвергают возможности одновременной реализации в конкретных событиях двух (или более) источников испускания частиц.

ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

1. Близкие во взаимодействиях $p, ^{12}\text{C}, ^{22}\text{Ne}$ с ядрами фотоэмульсии наклоны энергетических распределений подтверждают вывод о слабой зависимости формы спектров и соответствующих средних импульсов релятивистских π^{\pm} -мезонов от массы ядра-снаряда.

2. Найденны соотношения выхода частиц в ансамбле g -фрагментов ядер ^{22}Ne в антилабораторной системе координат. Энергетический спектр g -фрагментов ядер фотоэмульсии и спектр g -фрагментов ядер ^{22}Ne практически одинаковы по форме. Полученные соотношения дают представление об относительном выходе частиц в совокупности g -фрагментов покоящегося ядра.

3. Прослежены свойства спектров релятивистских π^{\pm} -мезонов и протонов в центральных и периферических столкновениях ядер, наблюдается зависимость свойств от числа нуклонов-участников в событии.

4. В столкновениях $^{22}\text{Ne} + \text{Ag}, \text{Vr}$ с полным разрушением ядер-мишеней подтверждается выполнение признака термализации протонов, предсказываемой моделью фэйрбола.

Показано, что в центральных соударениях и во взаимодействиях $^{22}\text{Ne} + \text{Ag}, \text{Vr}$ с полным разрушением ядер-мишеней наблюдается превышение на 45-50% выхода π^{\pm} -мезонов на протон-участник над этой величиной в периферических соударениях. Подобный эффект наблюдался в периферических взаимодействиях $p, ^{12}\text{C}$ с ядрами Ag, Vr при близких энергиях.

Рассмотрено возможное проявление коллективного поперечного движения α -протонов в периферических $^{22}\text{Ne} + \text{Ag}, \text{Vr}$ столкновениях.

5. КИМ не воспроизводит экспериментальных характеристик частиц в $^{22}\text{Ne} + \text{Ag}, \text{Vr}$ периферических и центральных столкновениях ядер. Расхождение, вероятно, обусловлено вкладом коллективных

эффектов, связанных с увеличением числа и плотности частиц в объеме столкновения, не учитываемых моделью.

6. Показано, что спектры поперечных импульсов релятивистских π^{\pm} -мезонов и протонов-участников во взаимодействиях с ядрами фотоэмульсии состоят из двух компонентов с существенно различными средними характеристиками, что может быть интерпретировано как наблюдение двух источников испускания частиц. Доля π^{\pm} -мезонов с малыми поперечными импульсами возрастает с увеличением A_p .

Показано совпадение среднего поперечного импульса, соответствующего высоковозбужденному источнику протонов в $^{22}\text{Ne} + \text{эмульсия}$ взаимодействиях, среднего поперечного импульса протонов в событиях полного разрушения Ag, Vr ядер и среднего поперечного импульса в периферических $^{22}\text{Ne} + \text{Ag}, \text{Vr}$ соударениях.

Авторы благодарны С.Д.Богданову и Э.Г.Бубелеву за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Толстов К.Д. ОИЯИ, P1-8662, Дубна, 1975.
2. Tolstov K.D. – Z.Phys.A – Atoms and Nuclei, 1981, 301, 339.
3. Westfall G.D. et al. – Phys.Rev.Lett., 1976, v.37, p.1202.
4. Тонеев В.Д. и др. – ЭЧАЯ, 1986, 17, 1093.
5. Банник Б.П. и др. ОИЯИ, P1-13055, Дубна, 1980.
6. Карбова М. и др. ОИЯИ, P1-83-14, Дубна, 1983.
7. Лескин В.А., Толстов К.Д. Краткие сообщения ОИЯИ, №17-86, Дубна, 1986.
8. Шабратова Г.С. и др. ОИЯИ, P1-86-303, Дубна, 1986.
9. Марин А. и др. – ЯФ, 1980, 32, 1387.
10. Андреева Н.П. и др. ОИЯИ, P1-86-828, Дубна, 1986.
11. Курепин А.Б., Пантуев В.С. Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ, Д1,2-86-668, т.1, с.273, Дубна, 1987.
12. Андреева Н.П. и др. ОИЯИ, P1-86-8, Дубна, 1986.
13. Андреева Н.П. и др. ЯФ, 1988, 47, с.157.
14. Амева Б.У. и др. ИФВЭ, 87-09, Алма-Ата, 1987.
15. Толстов К.Д., Хошмухамедов Р.А. ОИЯИ, P1-7897, Дубна, 1973.
16. Богданов В.Г. и др. – ЯФ, 1983, т.28, с.1493.
17. Балдин А.М. – ЭЧАЯ, 1977, 8, с.429.
18. Барашенков В.С. и др. ОИЯИ, P2-83-117, Дубна, 1983.
19. Банник Б.П. и др. ОИЯИ, P1-87-546, Дубна, 1987.

Рукопись поступила в издательский отдел
31 марта 1988 года.