

ОРДЕНА ДРУЖБЫ НАРОДОВ
АКАДЕМИЯ НАУК УЗБЕКСКОЙ ССР
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

На правах рукописи

НАСЫРОВ ШУХРАТ ЗИКРИЯЕВИЧ

"МНОЖЕСТВЕННОЕ РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ В НЕУПРУГИХ
СОУДАРЕНИЯХ ЯДЕР АЗОТА ^{14}N ПРИ $T_{\text{кин.}} = 2,1$ ($E = 2,89 \text{ ГэВ}$)
ГЭВ/НУКЛОН С ЯДРАМИ ФОТОЭМУЛЬСИИ"

01.04.16. - физика атомного ядра и элементарных
частиц

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научные руководители:

Доктор физико-математических наук,
член-корреспондент АН УзССР

У.Г.ГУЛЯМОВ.

Кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник

К.Г.ГУЛАМОВ.

Ташкент - январь - 1979 год.

О Г Л А В Л Е Н И Е

ВВЕДЕНИЕ.....	4 стр.
ГЛАВА I. ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ТЕОРЕТИЧЕС- КИЕ СВЕДЕНИЯ О ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ.....	6 -"-
I.1. Основные экспериментальные данные.....	6 -"-
I.1.1. Сечения взаимодействия и фрагментация ядер.....	7 -"-
I.1.2. Множественность вторичных частиц.....	9 -"-
I.1.3. Одночастичные (угловые и энергетичес- кие) распределения.....	12 -"-
I.2. Теоретические (модельные) представле- ния.....	17 -"-
I.2.1. Каскадно-испарительная модель.....	17 -"-
I.2.2. Гидродинамическая модель.....	19 -"-
I.2.3. Кластерная модель.....	22 -"-
I.2.4. Модели периферических столкновений...	23 -"-
ГЛАВА 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ.....	26 -"-
2.3. Условия эксперимента, просмотр и от- бор событий.....	26 -"-
2.4. Методика измерений, характеристика экспериментального материала.....	28 -"-
ГЛАВА 3. ФРАГМЕНТАЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР АЗОТА НА ЯДРАХ ФОТОЭМУЛЬСИИ.....	36 -"-
ГЛАВА 4. МНОЖЕСТВЕННОСТИ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ ВТО- РИЧНЫХ ЧАСТИЦ.....	46 -"-
4.1. Средние множественности вторичных частиц.....	46 -"-

4.2.	Распределения по множественности.....	54 стр.
4.3.	Корреляции между множественностями различных типов вторичных заряженных частиц.....	58 --
ГЛАВА 5.	УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ.....	62 --
5.1.	Сильноионизирующие частицы.....	62 --
5.2.	Дивергентные частицы.....	67 --
ГЛАВА 6.	КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ.....	77 --
6.1.	"Продольные" корреляции. Поиск ядер- ных ударных волн.....	77 --
6.2.	Азимутальные корреляции.....	87 --
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....		101 --
ЛИТЕРАТУРА.....		105 --

ВВЕДЕНИЕ

Ядро-ядерные взаимодействия при высоких энергиях вызывают в последние годы значительный и всё возрастающий интерес, связанный с поиском возможных проявлений коллективных свойств ядерной материи при высоких плотностях и температурах, возникающих в процессе соударения, и изучением масштабной инвариантности в соударениях составных систем. Эксперименты по кумулятивному мезонообразованию и фрагментации релятивистских ядер, а также гипотезы об образовании изомеров плотности и формировании ядерных ударных волн (ЯУВ) указывают на то, что исследование соударений релятивистских ядер весьма привлекательно с точки зрения получения новых важных сведений о динамике сильных взаимодействий.

Экспериментальные данные о столкновении двух ядер, имеющиеся в настоящее время, отрывочны и очень неполны. До начала 70-х годов они получались только в космических лучах (КЛ), где статистика очень мала и погрешности исследований очень большие. Однако, после получения пучков релятивистских ядер на ускорителях в Дубне и Беркли, ситуация коренным образом изменилась.

Первоочередной задачей, очевидно, является накопление экспериментальных данных по ядро-ядерным взаимодействиям и сравнение этих результатов с имеющимися теоретическими моделями (для различных ядер-снарядов и ядер-мишеней в широком интервале энергий первичных высокоэнергетических ионов).

Преобладающим при высоких энергиях является процесс множественного рождения и, естественно, возникает вопрос о глобальном механизме этого процесса в соударениях высокоэнергетических ядер, в частности, об относительном вкладе двухчастичных (или, каскадных) и коллективных (например, гидродина-

мических) процессов. Ясно, что наблюдение каких-либо особенностей в характеристиках неупругих ядро-ядерных взаимодействий, необъяснимых каскадной моделью, явилось бы указанием на реализацию коллективного режима соударений.

Цель настоящей работы - систематическое изучение важнейших характеристик (сечения взаимодействия и различных каналов фрагментации ядра-снаряда, множественности различных типов вторичных частиц и корреляции между ними, одночастичные (угловые) распределения, многочастичные или корреляционные эффекты вдоль продольной оси соударения и в поперечной плоскости) неупругих соударений ядер азота ^{14}N при кинетической энергии $T=2,1$ Гэв/нуклон с ядрами фотоэмульсии. Работа является рекордной по накопленному экспериментальному материалу для рассматриваемых ядер и по "спектру" рассмотренных характеристик. Значительное внимание уделено качественному или (там, где это было возможно) количественному сравнению данных с имеющимися модельными расчётами.

Работа была выполнена в 1974-1978 гг. в лаборатории релятивистской ядерной физики института ядерной физики АН УССР.

ГЛАВА I. ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ О ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Мы переходим к краткому обзору экспериментальной и теоретической ситуации, существующей в настоящее время по рассматриваемой проблеме. Хотя, как уже говорилось во Введении, интенсивное изучение столкновений релятивистских ядер началось лишь в последние годы, общее число работ значительно превысило то, что можно с достаточной полнотой "обозреть" в рамках разумного для диссертационной работы обзора данных. Мы поэтому остановимся лишь на важнейших и имеющих прямое отношение к вопросам, рассматриваемым в основной части, деталях этой проблемы, имея целью дать лишь общее представление о сложившейся ситуации, не претендуя на полноту обзора. Отметим также, что некоторые минимально нужные сведения о ранее выполненных исследованиях будут с неизбежностью даны в соответствующих местах данной работы.

I. Основные экспериментальные данные

Большая часть экспериментальных работ по неупругим "ядро-ядро" (АА) взаимодействиям выполнялась с помощью трековых приборов (в КЛ - целиком фотоэмульсионной методикой); в последнее время получили развитие также и электронные эксперименты, в которых изучаются спектры различных типов вторичных частиц (инклюзивные опыты). Сразу отметим, что наряду с несомненными достоинствами (главное из них - отсутствие каких-либо ограничений на статистику эксперимента и высокая точность импульсных измерений, что делает электронику незаменимой при исследовании процессов с малыми сечениями), инклюзивный подход имеет крупный недостаток - ненаблюдаемость акта взаимо-

действия, что существенно сужает круг изучаемых динамических характеристик процесса.

Обзор основных экспериментальных данных по неупругим АА-взаимодействиям по состоянию примерно на 1971 год (почти полностью из физики КЛ) дан в обширной монографии [1]. В последнее время число обзорных работ по данной проблеме стало быстро расти (отметим, например, обзоры [2 - 4]); мы отсылаем к ним читателя, которого, быть может, ниже следующий очень краткий обзор не удовлетворит.

1.1. Сечения взаимодействия и фрагментация ядер

В КЛ, в широком интервале энергий ($T = 300 \div 10^5$ Мэв/нуклон, T - кинетическая энергия снаряда), неупругие сечения взаимодействия двух ядер хорошо аппроксимируются выражением, получаемым в простой геометрической модели [1]

$$\sigma_{\text{неупр.}} = \pi (R_1 + R_2 - 2\Delta R)^2, \quad (1)$$

где R_1 и R_2 - средние радиусы налетающего иона и мишени соответственно; ΔR - область перекрытия двух ядер, где происходит взаимодействие.

Выражение (1) иногда используется в виде аппроксимации Брадта - Петерса [5]:

$$\sigma_{\text{неупр.}} = \pi z_o^2 (A_p^{1/3} + A_t^{1/3} - 2\Delta R)^2, \quad (2)$$

где $A_p = A_{\text{projectile}}$ и $A_t = A_{\text{target}}$ - массовые числа снаряда и мишени соответственно; $z_o = 1,20$ фм и $\Delta R = 0,3$ фм.

При высоких энергиях основную часть неупругого сечения АА-взаимодействия составляют каналы с фрагментацией ядра-снаряда. Исследования процесса фрагментации позволяют изучить структуру участвующих во взаимодействии ядер.

В периферических процессах легко (при высоких энерги-

ях!) кинематически разделить фрагментационные явления, связанные со снарядом и с мишенью. Физика фрагментации снаряда и мишени идентична (при переходе от лабораторной системы отсчёта (мишень покоится) к зеркальной системе отсчёта (снаряд покоится) все выводы, сделанные в лабораторной системе отсчёта о фрагментации снаряда, будут в силе для фрагментации мишени в зеркальной системе отсчёта). Экспериментальная информация о фрагментации ядер при высокой энергии довольно значительна [1, 4, 6-20] .

В исследованиях, проведенных в Беркли [8, 9] , была изучена фрагментация снаряда для инклюзивной реакции



(в качестве снаряда использованы ионы ^{12}C с кинетической энергией 1,05 и 2,1 Гэв/нуклон, а также ^{16}O с кинетической энергией 2,1 Гэв/нуклон), мишенью в которой служили ядра $\text{C}, \text{N}, \text{Cu}, \text{Ag}$ и Pb ; F и X - фрагмент снаряда и "всё остальное" из реакции (3) соответственно.

Полученные результаты по фрагментации относятся к системе покоя налетающего ядра. Их краткое резюме таково:

- 1) средняя энергия фрагментов очень мала - например, 0,33 Мэв для фрагмента ^{10}Be ;
- 2) средние скорости фрагментов равны скорости налетающего ядра;
- 3) импульсное распределение фрагментов имеет гауссовую форму, например, для продольного импульса P_{II} :

$$N(P_{II}) \sim k \exp\left(-\frac{P_{II}^2}{2\sigma^2}\right), \quad (4)$$

где $\sigma \sim m_\pi \simeq 140$ Мэв (m_π - масса π -мезона), а угловое распределение их - изотропно;

4) σ приближенно не зависит от массового числа мишени A_t и массового числа фрагмента F ;

5) инклюзивное поперечное сечение пропорционально

$$(A_p^{1/3} + A_t^{1/3} - 0,8); \quad (5)$$

6) поперечное сечение и σ при 1,05 Гэв/нуклон и при 2,1 Гэв/нуклон приблизительно одинаковы;

7) сечение фрагментации факторизуется

$$\sigma_{A_p A_t}^F = \sigma_{A_p A_t} \frac{\gamma_{A_p}^F}{\gamma_{A_p}}; \sum_F \gamma_{A_p}^F \equiv \gamma_{A_p}; \sum_F \sigma_{A_p A_t}^F \equiv \sigma_{A_p A_t}, \quad (6)$$

т.е. сечение взаимодействия ядер A_p и A_t распадается на факторы, зависящие только от свойств ядер A_p и A_t или другими словами, вклад данного сорта фрагмента в сечение фрагментации не зависит от мишени (гипотеза независимости Бора).

Экспериментальные данные, ранее полученные в КЛ [1], неплохо согласуются с изложенными особенностями процесса фрагментации ядер.

Резюмируя, можно сказать, что за процесс фрагментации снаряда ответственны периферические столкновения двух ядер, поперечное сечение фрагментации не зависит от свойств мишени и энергии налетающего иона, импульсное распределение имеет гауссовую форму (4) и не зависит от масс фрагментов, угловые распределения фрагментов имеют пик в направлении движения первичного ядра и с увеличением массы фрагмента множественность фрагментов падает.

1.2. Множественность вторичных частиц

Основным источником информации о мультипликации частиц в неупругих АА-соударениях до настоящего времени являются эксперименты в КЛ, выполненные с помощью методики ядерных эмульсий. В небольшом числе работ, выполненных на ускорителях,

изучались лишь множественности частиц в некотором ограниченном телесном угле вылета [21] или только множественности заряженных пионов (n_{π^+}) [4, 22 - 24] .

Из экспериментов по взаимодействию космических ядер с ядрами эмульсии в широком интервале энергий (от нескольких Гэв до ~ 100 Гэв на ядро) можно выделить следующие особенности [1] :

1) ливневые S-частицы ($g \leq 1.4g_{min}$) состоят, в основном, из пионов, образованных во время столкновения, и протонов налетающего ядра. Медленные h -частицы ($n_h = n_b + n_g$, где для g -частиц $1.4g_{min} \leq g \leq 6.8g_{min}$ и для b -частиц $g > 6.8g_{min}$ или пробег "чёрных" частиц в эмульсии $R \leq 3$ мм), в основном, связаны с ядром-мишенью;

2) средние множественности сильноионизирующих частиц $\langle n_h \rangle$ для взаимодействий нуклон-ядро (NA) и AA приблизительно одинаковы. Переход от нуклон-ядерных взаимодействий к ядро-ядерным в определённом смысле есть переход к более высоким энергиям;

3) средние множественности ливневых частиц $\langle n_s \rangle$ в "центральных" ($n_h > 6$) и "периферических" ($n_h \leq 6$) взаимодействиях с лёгкими ядрами эмульсии (CNO) сильно отличаются [25] . Это связано с рождением большого числа заряженных пионов в центральных столкновениях ядер:

$$\langle n_{\pi^+} \rangle = \langle n_s \rangle - (Z_{снаряд} - \sum_i Z_i^{фрагмент}); \quad (7)$$

4) в распределении $W(n_h)$ наблюдается два пика. Это связано с наличием в ядерной фотоэмульсии двух сильноразличающихся групп ядер (CNO и $AgBr$).

В работах [26, 27] обнаружено, что средние множественности релятивистских, серых, чёрных, сильноионизирующих частиц и $\pi^\pm$ -мезонов, при взаимодействии ядер с зарядом $3 \leq Z \leq 26$

с ядрами эмульсии в интервале энергий $2 \div 15$ Гэв/нуклон, растут с ростом массы мишени, но средняя множественность релятивистских протонов $\langle N_p \rangle$ остается постоянной. Расчеты, сделанные в каскадно-испарительной модели [28], хорошо согласуются с экспериментальными данными [26, 27].

Госсет и др. [19] показали, что при взаимодействии p , ${}^4\text{He}$, ${}^{20}\text{Ne}$, и ${}^{40}\text{Ar}$ с мишенями ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{40}\text{Ca}$, и ${}^{238}\text{U}$ с энергией 0,4 и 1,05 Гэв/нуклон, средняя множественность $\langle N_{ch} \rangle$ заряженных частиц дается выражением, вытекающим из простой геометрической модели

$$M = \frac{\pi z_o^2 (\bar{Z}_+ A_p^{2/3} + \bar{Z}_o A_t^{2/3})}{\pi z_o^2 (A_p^{1/3} + A_t^{1/3})^2}, \quad (8)$$

т.е. связана с полным числом участвующих в реакции протонов из мишени и снаряда. Согласно геометрическим предположениям, при $M = \langle N_{ch} \rangle$ во множественность вносят вклад только нуклоны, участвующие в реакции.

Тщательная проверка выражения (8) произведена в работе [21], в которой изучались столкновения иона ${}^{40}\text{Ar}$, при энергии 0,4 и 1,05 Гэв/нуклон, с ядрами ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{40}\text{Ca}$, и ${}^{238}\text{U}$. Оказалось, что при энергии 400 Мэв/нуклон соотношения $M = \langle N_{ch} \rangle$ очень хорошо выполняется для всех ядер-мишеней; данные при 1,05 Гэв/нуклон согласия не дали, вследствие образования пионов, а также из-за некоторого вклада нуклонов-"спектаторов".

Большой интерес представляет сведение о наличии или отсутствии "подпорогового" рождения пионов в АА-соударениях; если бы пионы наблюдались при таких энергиях, это было бы решающим аргументом в пользу коллективного характера взаимодействия.

В работе [29] было обнаружено значительное количество

"подпороговых" пионов (в 70% соударений ^{20}Ne с ядром эмульсии при $T = 50 \div 280$ Мэв/нуклон); однако, последующие эксперименты (например, [6]) показали, что данные [29] , вероятно, ошибочны.

Интересная информация о динамике рождения частиц в АА-соударениях может быть получена из изучения корреляций между множествами различных типов вторичных частиц.

Данные по корреляциям $\langle N_f \rangle = \langle N_f(N_g) \rangle$ [27] показывают рост возбуждения ядра-мишени ($\langle N_f \rangle$) с ростом числа столкновений - N_g . В области $N_g \geq 15$ рост $\langle N_f \rangle$ прекращается (эффект "насыщения"). Корреляция $\langle N_S \rangle = \langle N_S(N_g) \rangle$ имеет линейный характер, т.е. число рождённых ливневых частиц - линейная функция от числа внутриядерных столкновений ($N_S = N_{\text{фраг.снар. протон}} + N_{\pi^+}$). Указанная тенденция сохраняется как для лёгких, так и для тяжёлых ядер мишеней.

Обратная зависимость $\langle N_g \rangle = \langle N_g(N_S) \rangle$, как показано в [27] , значительно сильнее, чем $\langle N_S \rangle = \langle N_S(N_g) \rangle$ для взаимодействия космических ядер с тяжёлой ($A \geq 37$) компонентой фотоэмульсии; однако она весьма слаба для взаимодействия с лёгкой (H, CNO) компонентой.

1.3. Одночастичные (угловые и энергетические) распределения

Угловые распределения ливневых частиц в периферических взаимодействиях с ядрами эмульсии и в центральных столкновениях ядер с лёгкими (H, CNO) ядрами эмульсии имеют резкий пик в области очень малых углов в лабораторной системе. За этот пик ответственны, в основном, фрагменты снаряда [3] (в том числе и стриппинговые протоны). Остальные частицы (рождённые π^+ -мезоны и протоны, участвовавшие во взаимодействиях) распределены в более широком угловом конусе вокруг

центрального узкого конуса очень высокоэнергетичных частиц.

формула для угла вылета фрагментов снаряда:

$$\langle \theta_{\text{фраг}} \rangle \approx \langle \sin \theta_{\text{фраг}} \rangle = \frac{P_{\text{Ферми-импульс}}}{P_{\text{импульс снаряда}}} \quad (9)$$

(при импульсе снаряда 2,89 Гэв/с ($T = 2,1$ Гэв/нуклон) и при ферми-импульсе = 100 Мэв/с она дает $\langle \theta_{\text{Фр}} \rangle \approx \frac{0,1}{2,89} \approx 0,035 = 2,7^\circ$) показывает, что чем больше энергия снаряда, тем меньше угол вылета фрагмента-снаряда.

Основная масса релятивистских частиц имеет углы существенно большие; это -, в основном, пионы, которые и составляют основную долю средней множественности рождённых быстрых частиц [1].

В центральных столкновениях ядер с тяжёлыми компонентами ядер эмульсии ($n_k = n_b + n_g \geq 28$ [30]) характер углового распределения ливневых S-частиц такой же, как во взаимодействиях "ядро-СНО", но число частиц при малых углах вылета меньше.

Угловые распределения g-частиц ($25 \leq T_{\text{протон}} \leq 400$ Мэв), при высокой энергии, очень слабо чувствительны к типу соударения (периферическое или центральное) [26] и обнаруживают общую тенденцию вылета этих частиц в направлении "вперед" в лабораторной системе (эти частицы характеризуют число внутриядерных столкновений).

Угловые распределения b-частиц ($T_{\text{протон}} < 25$ Мэв) по сравнению с S- и g-частицами более изотропны [26], хотя и здесь имеется небольшая асимметрия вылета этих частиц в переднюю полусферу. Медленные частицы в основном вылетают из возбуждённого ядра-остатка, движущегося по направлению движения налетающего ядра, поэтому угловое распределение b-частиц в лабораторной системе координат несколько анизотропно.

Все эти особенности угловых распределений в ядро-ядерных взаимодействиях в области высоких энергий извлечены, в основном, из экспериментов в КЛ. Ниже мы изложим некоторые сведения об одночастичных распределениях, полученные в ускорительных экспериментах последнего времени (в основном).

В работе [4] изучались угловые распределения рождённых протонов, ядер He и Li с энергиями $T \leq 40$ Мэв и > 40 Мэв при взаимодействии ядер ^{16}O с лёгкими - CNO и тяжёлыми - $AgBr$ ядрами фотоэмульсии при $T \simeq 2$ Гэв/нуклон. Угловые распределения при энергии $T \leq 40$ Мэв для CNO также как и для $AgBr$ -событий оказались изотропными в системе, движущейся в направлении ядра-снаряда со скоростью около 0,03 с. Из дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega$ при $T > 40$ Мэв, для протонов в CNO - и $AgBr$ -событиях и для протонов, α -частиц и ядер Li , излученных в $AgBr$ -событиях, можно извлечь следующие особенности угловых распределений:

1) когда взаимодействия двух ядер не разделяются на периферические и центральные, экспоненциальное распределение $d\sigma/d\Omega \sim \exp(const \cdot \theta)$ описывает основные характеристики протонного спектра в CNO - и $AgBr$ -событиях;

2) угловой спектр высокоэнергетичных фрагментов тяжёлых ядер-мишеней, показывает возрастающую с увеличением массы фрагмента изотропию.

Изучению угловых характеристик низкоэнергетических ($T \leq 31$ Мэв/нуклон) и высокоэнергетических фрагментов ($T \leq 250$ Мэв/нуклон) при центральных взаимодействиях ядер, ускоренных на LBL , с ядрами эмульсии в $\sim$ Гэв ной области энергии посвящены работы [25, 31] .

Для низкоэнергетических фрагментов: а) угловые распределения и распределения по пробегам не зависят от массы

бомбардирующего иона; б) с привлечением наших результатов [32] показано, что не существуют доказательства того, что угловое распределение и, следовательно, отношение скоростей $\chi_0 = \beta_{\parallel}/\beta_0$ зависит от параметра удара столкновения; в) угловые распределения изотропны в передней полусфере, соответствуя $\chi_0 \approx 0$, а $\chi_0 \approx 0,3$ соответствует распределению в задней полусфере; г) распределения $dN/d\theta$ являются широкими, подобными максвелловским, с максимумом между $70 \div 75^\circ$. Для всех фрагментов с $T \lesssim 250$ Мэв/нуклон обнаружено, что: а) угловые распределения зависят от массы бомбардирующей частицы и характеризуются значениями параметра $\chi_0 \equiv \beta_{\parallel}/\beta_0 \approx 0,3$ для снарядов ^4He и ^{16}O , а также $\chi_0 \approx 0,5$ для ядра ^{40}Ar ; б) распределения $dN/d\theta$ являются максвелловскими с максимумом между $55 \div 60^\circ$. Угловые распределения, таким образом, сдвигаются в сторону меньших углов по мере увеличения энергии фрагментов.

При взаимодействии двух ядер в исследуемой области энергии представляют интерес события с "полным разрушением" ядра-мишени ($n_h \geq 28$ для AgBr) [30, 33-34].

Угловой спектр протонов в звёздах с $n_h \geq 28$ имеет некоторые особенности [4]:

1) число быстрых протонов, испущенных под малыми углами, мало;

2) $dN/d\Omega$ слабо возрастает с увеличением угла излучения в интервале $20 \div 120^\circ$;

3) имеется слабое указание на пик при $\sim 45^\circ$.

Согласно вычислениям Грайнера и др., а также экспериментам группы Шоппера [35 - 37], появление пика при угле Маха объясняется возникновением ядерной ударной волны (ЯУВ). Однако, расчёты Никса и других [38] по гидродинамической тео-

рии для эксперимента [4], а также измерения Посканзера и др. [39] (эксперименты Посканзера и его коллег выполнены для тех же реакций, что и в экспериментах Шонпера и др., но в несколько иных экспериментальных условиях) не подтвердили наличия эффекта ЯУВ.

Недавно группой физиков из Ленинграда [40] при изучении углового спектра медленных протонов во взаимодействии М-группы ($\bar{Z} = 6 \div 9$) ядер КЛ с ядрами фотомульсии в интервале энергий $0,1 \div 1$ Гэв/нуклон была проверена гипотеза ЯУВ [41]. Однако, никакие аномальные особенности в угловых распределениях медленных вторичных частиц не наблюдались.

При лобовых соударениях структура спектра ядер He для $T > 40$ Мэв такая же, как и для полного спектра [4]. Выход двухзарядных частиц резко увеличивается при взаимодействии с тяжёлыми ядрами, но во взаимодействии "ядро + CNO" рождённые двухзарядные ядра He имеют более сильную коллимацию "вперёд" в лабораторной системе отсчёта и энергия ядер He в "ядро + CNO" событиях выше, чем в "ядро + AgBr" событиях.

В AgBr - событиях энергетические спектры $d\delta/dT$ протонов и ядер He с T ниже 30 Мэв соответствуют характерной экспоненциальной форме спектра испарения. При энергиях больше 50 Мэв, форма протонного энергетического спектра хорошо аппроксимируется с помощью простых выражений, следующих из представления о внутриядерном каскаде. Хорошее согласие спектров из рА-столкновений при $T = 1,34$ Гэв [42] с энергетическими распределениями протонов в работе [4] показывает, что внутриядерные нуклон-нуклонные (NN) рассеяния вероятно ответственны за главную часть спектров высокоэнергетичных протонов в ядро-ядро столкновениях.

Перечисленные черты энергетического распределения ро-

денных частиц находятся в удовлетворительном согласии с качественными выводами монографии [1], а также работы [40].

Двухчастичные (тем более - многочастичные) распределения и корреляции в ядро-ядерных соударениях при высоких энергиях практически не изучались.

2. Теоретические (модельные) представления

Теоретический анализ ядро-ядерных взаимодействий в чрезвычайной степени осложнён отсутствием последовательной теории сильных взаимодействий и очень большим числом частиц в конечном состоянии акта рождения. К настоящему времени предложено большое число моделей процесса, предназначенных для описания определенных его черт (фрагментации, рождения частиц и т.д.). Условно их можно разделить на 2 группы: а) микроскопические модели (каскадно-испарительная модель, модели типа Глаубера, составные модели (кварки, партоны) и т.д.) и б) макроскопические модели (статистические, термо- или гидродинамическая, "когерентной трубки" и т.д.). Основные физические отличия между этими двумя группами моделей, в грубых чертах, состоит в том, что в первых ядро-ядерное взаимодействие "раскладывается" на более простые (нуклон-нуклонные или, скажем, кварк-кварковые) соударения, во вторых же отдаёт предпочтение коллективному характеру взаимодействия. Ниже мы рассмотрим вкратце некоторые наиболее характерные теоретические подходы к рассматриваемой проблеме. Конкретные расчёты можно найти, например, в [1, 28, 43-51].

2.1. Каскадно-испарительная модель

В этом микроскопическом подходе взаимодействие между ядром-снарядом и ядром-мишенью аппроксимируется последова-

тельностью двухчастичных столкновений между отдельными нуклонами (дифференциальные поперечные сечения нуклон-нуклонного взаимодействия должны быть заранее известными). Основой этой концепции является классический вариант импульсного приближения [52] и следующие предположения [1] : а) время реализации акта внутриядерного столкновения нуклонов намного меньше временного интервала между такими актами (условия "мгновенного" рождения); б) дебройлевская длина волны λ рождающихся частиц значительно меньше расстояния $\Delta \sim 10^{-13}$ см между внутриядерными нуклонами. При этих предположениях АА-взаимодействия являются некоторой суперпозицией адрон-ядерных (hA) взаимодействий.

Один из наиболее совершенных вариантов каскадно-испарительной модели АА-соударений описан в [53] . В этом варианте каждое из сталкивающихся ядер в собственной системе координат рассматривается как ферми-газ нуклонов в потенциальной яме Саксона-Вудса $V(r)$. Предполагается, что нуклоны налетающего ядра могут быть описаны в лабораторной системе координат как независимые частицы, характеризуемые 4-вектором пространства-времени $\{\vec{r}, t\}$ и 4-вектором импульса-энергии $\{\vec{p}, E\}$ с эффективной массой $m_{\text{эфф.}} = \sqrt{E^2 - p^2} = m - V(r) - B$, где m - масса свободного нуклона, B - средняя энергия связи нуклона в ядре. Каждый из нуклонов ядра может привести к внутриядерному каскаду в другом ядре. При этом учитываются процессы мезонообразования, влияние принципа Паули, эффект изменения ядерной плотности по мере развития каскада. Таким образом, физическая картина этой стадии взаимодействия напоминает задачу о столкновении двух облаков газа или пыли.

После завершения быстрой каскадной стадии ядра остаются в возбужденном состоянии, и последующий процесс снятия

возбуждения описывается с помощью равновесной статистической теории.

Если падающее ядро заменить на адрон, данный подход сводится к обычной каскадно-испарительной модели, которая хорошо зарекомендовала себя в области энергий первичных частиц $T \leq 5$ Гэв [1]. При сделанных предположениях распространение каскадно-испарительной модели на случай столкновения двух ядер не требует введения каких-либо дополнительных параметров. Все вычисления проводятся методом Монте - Карло.

2.2. Гидродинамическая модель

Эта модель - наиболее развитая из широкого класса статистических (макроскопических) моделей, рассматривающих взаимодействие частиц или ядер большой энергии в предельно "коллективном" виде.

Впервые представления статистической физики (в частности, термодинамики) были применены к процессам множественного рождения в работах Ферми [54]. В дальнейшем, этот подход был обобщен в гидродинамической теории Ландау [45].

В основе этой модели лежат следующие гипотезы: а) в начальный момент образуется составная система, находящаяся в статистическом равновесии; б) объём системы V в начальный момент совпадает с тем, который используется в статистической теории со сжатым объёмом; в) процесс взаимодействия ядер приводит к трёхфазному переходу в составной системе.

Во второй фазе происходит гидродинамическое расширение системы (гидродинамика используется именно начиная с этого момента, до этого "работала" термодинамика). Расширение в пустоту происходит не изотропно. Третья фаза начинается при температуре $T = T_{Fermi} \approx m_{\pi} c$ (пионы являются выде-

ленными частицами в этой модели) - происходит распад элемента гидродинамической системы (сформируются квазисвободные реальные частицы).

В первой фазе, после соприкосновения двух взаимодействующих релятивистских ядер, плотность составной системы ρ сильно отличается от начальной (равновесной) плотности ρ_0 ядер. При этом могут возникнуть ударные волны, описываемые классическими уравнениями гидродинамики, т.е. наблюдается коллективное движение ядерной материи [55]. Волна при определенных условиях имеет максимум при угле Маха: $\cos \theta_{\max} = U_s / v$ (U_s - скорость фронта ударной волны; $v \sim c$ - скорость налетающего ядра при прохождении через ядро-мишень).

Применимость гидродинамического подхода к неупругим взаимодействиям двух ядер основывается на выполнении следующего условия [43]:

$$\frac{1}{2R\sigma_{NN}\rho} \sim \frac{\rho_0}{\rho} A^{-1/3} \ll 1, \quad (10)$$

где σ_{NN} - сечение нуклон-нуклонного взаимодействия, R - радиус составного ядра и A - массовое число составного ядра.

Степень сжатия $\nu = \rho/\rho_0$, по оценкам [56], может достигать 4 ÷ 7. Такие ударные волны называются жесткими. Они могут быть сопряжены с возникновением сравнительно долгоживущих состояний ядер, в которых произошла A -мезонная конденсация (Мигдал, Сайер), или конденсация σ -поля (Ли, Вик), или даже могут возникнуть изомеры плотности [21]. При $\nu \sim 2$ возникают мягкие ударные волны. При этом возникающее составное ядро должно жить очень мало и рождаются короткоживущие резонансы [56].

Средняя множественность в гидродинамических моделях имеет вид (для столкновения одинаковых ядер):

$$\langle n \rangle = k A^{3/4} \left(\frac{E}{2mc^2} \right)^{1/4}, \quad (II)$$

где A - атомный вес налетающего ядра, k - постоянная по-
рядка I , E - энергия налетающего иона в лабораторной системе
■ m - масса ядра.

Расчёт по модели коллективного движения (разновидно-
сть гидродинамической концепции) хорошо описывает кумулятив-
ный эффект, предсказанный на основе масштабной инвариантнос-
ти при высокой энергии [57]. При этом несколько нуклонов на-
летающего ядра одновременно передают большой поперечный им-
пульс $P_\perp$ одному рождённому пиону; математически это означает,
что для релятивистски - инвариантной функции распределения
имеет место соотношение

$$\rho = \sum_N P_N f_N, \quad (12)$$

где P_N - вероятность образования группы (капли) из N консти-
туентов (нуклонов, кварков или партонов); f_N - одночастич-
ные распределения, описывающие рождение частиц при столкнове-
нии этой группы с мишенью [55].

В этой модели спектры вторичных частиц, образующихся при
столкновении релятивистских ядер, определяются локальными
свойствами адронной материи, а не геометрическими характе-
ристиками сталкивающихся объектов [55]. Основные выводы полу-
ченные группой А.М.Балдина для взаимодействия типа (инклюзив-
ная реакция) $A_p + A_t \rightarrow C + \dots\dots\dots$ (13) в гидродинами-
ческой концепции следующие:

1) особенности структуры форм-фактора и форма поверхнос-
ти фрагментирующих ядер не имеют существенного значения для
кумулятивного мезонообразования;

2) переход к предельной фрагментации наступает уже в

в районе 4 Гэв/нуклон;

3) вся совокупность данных по спектрам кумулятивных пионов хорошо "укладывается" в простую зависимость

$$\sigma_{\text{неупр.}}^{A_p} \rho_{A_t}^{A_p} = \text{const} \cdot A_p^n A_t^{1/3} \exp(-\alpha b_{pc}), \quad (14)$$

где $\sigma_{\text{неуп.}}$ - сечение неупругого взаимодействия ядра с ядром; $\rho_{A_t}^{A_p}$ - релятивистски-инвариантная плотность распределения в реакции (13); b_{pc} - параметр кумуляции; n и α - постоянные величины;

4) кумулятивный эффект вплоть до четвёртого порядка (группа или капля состоит из четырёх нуклонов налетающего иона) оказывается вполне наблюдаемым;

5) при равных энергиях на нуклон ядерный кумулятивный эффект на протонах и дейтонах одинаков в пределах погрешностей экспериментов.

В области малых кумулятивностей используется упрощённый вариант модели, описывающий кумулятивный эффект - модель "когерентной трубки" [55].

Основой этой модели является усреднение сечения (12) следующим образом (для простоты будем считать, что частица A_p является протоном):

$$\sum_N P_N \rho_N(s, x'', p_1) \approx \rho_{\text{протон}}^{A_p}(\langle n \rangle S, x'', p_1) \quad (15a)$$

$$\rho_{\text{протон}}^{A_p}(s, x'', p_1) \approx \rho_{\text{протон}}^{A_p}(\langle n \rangle S, x'', p_1), \quad (15b)$$

где $\langle n \rangle = A_p^{1/3}$ - среднее число "ударяемых нуклонов" ядра, x'' - скейлинговая (масштабная) переменная и $S = (P_{A_p} + P_{A_t})^2$ - квадрат полного импульса сталкивающихся ядер.

2.3. Кластерная модель

Рассмотрим, для примера, одну из многочисленных полуфе-

номологических моделей, основанных на гипотезе об образовании кластера (файерболла, возбуждённого адрона и т.д.).

В модели Калинин - Шмюнина [58, 59] адрон-ядерного соударения рассмотрен процесс прохождения через ядро одного возбуждённого и расширяющегося до размеров $(\hbar/m_\pi c) \cdot \langle n_s \rangle^{1/3}$ кластера-сгустка (лидирующая частица в этой модели, вообще говоря, возбуждённая, оказывается после первого соударения "обрубленной" и далее с ядром не взаимодействует; $\langle n_s \rangle$ - средняя множественность в элементарном акте). При квазиклассическом движении через ядро кластер теряет энергию на соударения с внутриядерными нуклонами и, с другой стороны, изменяет свою внутреннюю энергию. Уравнения движения кластера и изменения его внутренней энергии можно решить при различных начальных условиях в зависимости от механизма образования кластера; его эволюция и распад рассматриваются в рамках статистической модели Померанчука [60].

Недавно в работах [61, 62] кластерная модель [58, 59] использована для описания АА-соударения.

2.4. Модели периферических столкновений

Для объяснения периферических столкновений "ядро - ядро" было предложено несколько теоретических моделей [10, 63 - 74]. Хотя эти модели отличаются в деталях, но большинство из них основывается на двухстадийном механизме реакции. На первой стадии релятивистский тяжёлый ион сталкивается при большом прицельном параметре с ядром мишенью, которая незначительно его замедляет и в некоторой степени возбуждает. На второй стадии происходит распад возбуждённых остатков снаряда и мишени.

Например, в модели "*abrasion-ablation*", предложенной

Батинном и др. [69] и улучшенной Хофнером и его коллегами [63, 64], в течение первой стадии происходит "срезание" тех нуклонов ядра-снаряда, которые перекрываются пространственно с мишенью. На второй стадии, возбуждённый остаток - "спектатор" статистически распадается на лету, оставляя конечные фрагменты в их основном состоянии.

Другая, довольно популярная модель - модель ядерного фиберболла [75]. В этой модели предполагается, что захваченные из мишени и снаряда нуклоны образуют ядерный фиберболл, который позднее распадается в относительной системе центра масс статистически и изотропно.

Для данного параметра удара число нуклонов, увлекаемых из мишени и бомбардирующего снаряда и включаемых в фиберболл, вычисляется из геометрических соображений, а скорость результирующего фиберболла вычисляется из кинематики. В системе центра масс фиберболла имеющаяся энергия, как предполагается, преобразуется полностью в тепловую энергию.

При относительно небольших энергиях бомбардировки (порядка $250 \div 400$ Мэв/нуклон) соотношение между тепловой энергией и температурой берётся из релятивистского приближения для классического одноатомного газа, которое приводит в своём нерелятивистском пределе к уравнению [43]:

$$E = \frac{3}{2} k T, \quad (16)$$

где k - постоянная Больцмана и T - температура вещества. При более высоких энергиях бомбардировки ($T_{\text{кин.}} \approx 2,1$ Гэв/нуклон) принимается во внимание эффект адронного спектра масс [76-78] и предполагается, что распад фиберболла в его системе центра масс происходит изотропно с энергетическим распределением Максвелла - Больцмана.

В заключение отметим, что имеется также множество част-

конкретных расчетов тех или иных характеристик ядро-ядерных взаимодействий, основанных на самых различных предположениях [79 - 91]. Например, в работе [79] предлагается эмпирическая модель для описания только средних множественностей в "ядро-ядро" столкновениях. Предсказывается, что средняя множественность при столкновении ядер с массовыми числами A и B равна

$$\langle n_{AB} \rangle = \frac{1}{2} \langle w \rangle \langle n_n \rangle, \quad (17)$$

где $\langle n_n \rangle$ - средняя множественность в NN - рассеянии, $\langle w \rangle$ - среднее число провзаимодействовавших нуклонов в рассматриваемом процессе, т.е. :

$$\langle w \rangle = (A \sigma_B + B \sigma_A) / \sigma_{AB}, \quad (18)$$

где σ_A (σ_B) - сечение рассеяния нуклона на ядре A (B), σ_{AB} - сечение неупругого рассеяния ядер A и B.

Дисперсия распределения по множественности имеет вид

$$D^2 = \frac{1}{2} \langle w \rangle D_n^2 + \frac{1}{4} [\langle w^2 \rangle - (\langle w \rangle)^2] n_n^2, \quad (19)$$

где D_n^2 - дисперсия множественности в NN - столкновениях.

Ниже, при качественном анализе тех или иных теоретических подходов, мы будем отмечать и некоторые другие феноменологические модели и расчёты.

ГЛАВА 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

3. Условия эксперимента, просмотр и отбор событий

Стопка ядерных фотоэмульсий типа Ilford G - 5 размером $7,5 \times 5 \text{ см}^2$ и толщиной 600 микрон, облученная ионами азота (^{14}N) с кинетической энергией 2,1 Гэв/нуклон (или 29.4 Гэв на ядро ^{14}N) на бэватроне в Беркли, была получена нами в конце 1974 года. Плотность облучения составляла 3×10^{10} частиц/ см^2 . Облучение стопки и получение её лабораторией релятивистской ядерной физики ИЯФ АН УССР было возможным благодаря помощи проф. Хекмана из Беркли, которому мы рады выразить свою глубокую благодарность.

Просмотр "вдоль следа" проводился нами на микроскопах БИ - 9 при увеличении $900\times$. Мы использовали технику двойного, быстро-медленного просмотра по следу, разработанного для поиска ядро-ядерных взаимодействий в нашей лаборатории. Взятый трек "смотрелся" слева направо с большой скоростью (методика быстрого просмотра, разработанная в ОИЯИ Е.П.Банником и М.И.Подгорецким [92]), затем микроскопист медленно ("от зерна к зерну") просматривал этот же след в обратном направлении. Вторая, медленная часть просмотра обеспечивала эффективное обнаружение таких ядро-ядерных событий, в которых имелся вторичный (почти неотклоненный) фрагмент с зарядом, близким к заряду первичного ядра (такое событие пропускается при быстром просмотре) и других, более редких и "экзотических" событий (например, упругих рассеяний на протонах). Эффективность двойного просмотра оказалась близкой к 100 %.

На общей длине 247 метров было найдено 1813 неупругих азот-ядерных (^{14}N) взаимодействий (События типа рассеяния первичного трека на угол $< 3^\circ$, без рождения каких-либо до-

полнительных частиц относились к упругим, исключались также случаи электромагнитной природы - с δ -электроном или e^-e^+ -парой). Средний свободный пробег для неупругого взаимодействия 2.1 Гэв/нуклон ядер азота в эмульсии оказался равным $\lambda = (13,6 \pm 0,4)$ см, что хорошо согласуется с данными, полученными на ускорителе в LBL и в КИ (таблица I) для ядер с близкими Z .

Таблица I.

Ядро с зарядом Z	$T_{кин.}$, Гэв/нукл.	полное число событий	длина просмотра в метрах	средний свободный пробег, см	литература
^{12}C	2,1	1111 ± 39	153,02	$13,8 \pm 0,5$	[94]
		203	30,00	$14,8 \pm 1,0$	[95]
^{14}N	2,1	1813	247,00	$13,6 \pm 0,4$	[96]- наша
		1090 ± 47	148,95	$13,7 \pm 0,6$	[94]
		123	16,80	$13,7 \pm 0,6$	[95]
^{16}O	2,1	1092 ± 38	141,74	$13,0 \pm 0,5$	[94]
		424	59,40	$14,0 \pm 0,7$	[95]
$3 + 5$ L-группа:	I	-	-	$14,2 \pm 1,2$	[I]
$6 + 9$ M-группа:	I	-	-	$12,0 \pm 0,7$	[I]
^{18}O -группа:	I	-	-	15,1	[I]
^{20}Ne -группа:	I	-	-	13,3	[I]

* - эти данные относятся к теоретическим вычислениям по формуле (I).

Данные табл. I позволяют в совокупности с данными электронных экспериментов анализировать энергетическую и A -зависимость неупругих сечений ядро-ядерных взаимодействий; од-

Этого анализа мы проводить не будем, т.к. эта работа с достаточной полнотой уже была проделана в ряде компиляций и обзоров (см. напр., [5, 8, 9, 93]).

4. Методика измерений, характеристика экспериментального материала

Классификация треков. Анализируемый в настоящей диссертации экспериментальный материал составляют $1027^{\pm}$ неупругих πA -взаимодействий, отобранных для измерений без какой-либо дискриминации. Во всех этих событиях было проведено разделение вторичных частиц на следующие типы (мы следуем традиционной эмульсионной терминологии) [97] :

- а) "чёрные" (b -частицы) - заряженные частицы с пробегом $R \leq 3$ мм (кинетическая энергия протонов ≤ 26 Мэв);
 - б) "серые" (g -частицы) - заряженные частицы с пробегом $R > 3$ мм и относительной ионизацией $g/q_0 > 1,4$ (q_0 - ионизация однозарядных фрагментов ядра-снаряда в данной эмульсии) за исключением частиц типа г) (см. ниже);
 - в) релятивистские (S -частицы) - заряженные частицы с ионизацией $g/q_0 < 1,4$;
 - г) двухзарядные фрагменты ядра-снаряда - частицы с ионизацией $g/q_0 \sim 4$, не изменяющейся на длине ≥ 2 см (эти частицы легко отличить от других фрагментов визуально), вылетающие под небольшими углами θ с продолжением направления трека первичного ядра (θ - пространственный угол в л.с.к.);
 - д) многозарядные ($Z \geq 3$) фрагменты первичного ядра - частицы с ионизацией $g/q_0 > 7$ (эти фрагменты далее разделялись по заряду с помощью методики подсчёта δ - электронов (см. ниже), не изменяющейся на длине ≥ 2 см ($\theta < 5^\circ$).
- Сильноионизирующие (h -частицы: $n_h = n_g + n_b$) частицы а) и

б) принадлежат ядру-мишени, частицы типа г) и д) - ядру-сна-
ряду; среди S-частиц имеются рождённые частицы, релятивис-
тские протоны (проваимодействовавшие - из снаряда и отда-
че - из ядра-мишени) и релятивистские однозарядные фрагмен-
ты ядра-снаряда (эти частицы выделялись далее из S-частиц
с помощью импульсных измерений (см. ниже методику импульс-
ных измерений)). Мы произвели также статистическое выделе-
ние последних, релятивистские частицы без сохранившихся од-
нозарядных фрагментов снаряда будут в дальнейшем именовать-
ся S'-частицами.

Для всех вторичных заряженных частиц из ^{14}N -взаимо-
действия были измерены пространственные (θ) и азимуталь-
ные (φ) углы вылета. Для подавляющего большинства одноза-
рядных фрагментов снаряда были проведены импульсные измере-
ния, а для первичного иона ^{14}N (контрольные измерения) и
для многозарядных ($Z \geq 3$) фрагментов снаряда - зарядовые
измерения путём счёта δ -электронов.

Угловые измерения. Для измерения углов (пространствен-
ных и азимутальных) вылета вторичных заряженных частиц в
неупругих ^{14}N -взаимодействиях была использована методика
угловых измерений, разработанная в нашей лаборатории (см.
напр., [98]).

Проведённые с помощью этой методики серии специальных
контрольных измерений звёзд показали, что относительная
точность измерения пространственных углов во всей области
(кроме $\theta \sim 0^\circ$) составляет $\sim 5\%$, а для азимутальных углов
при $\theta \geq 1^\circ$ погрешность не хуже нескольких градусов, при $\theta =$
 $= 0 \div 1^\circ$ - в среднем $10 \div 15^\circ$.

Заряженные частицы с углом вылета в л.с.к. $\theta > 5^\circ$ изме-
рялись методом "широкого конуса", а частицы с углом $\theta \leq 5^\circ$

(в основном, фрагменты ядра - снаряда) измерялись методом "узкого конуса" [98] . Углы ядер отдачи (пробег $R \leq 5$ микрон) не измерялись и они в число рождённых вторичных частиц не включались.

При измерении углов вторичных частиц нами была использована трёхмерная ($XU'Z'$) система координат в которой: а) начало координат - в вершине звезды; б) ось OX' направлена по проекции продолжения трека первичной частицы на плоскость стола микроскопа ("широкий конус") или близка к этой проекции ("узкий конус"); в) ось OY' направлена "вверх", в поле зрения, перпендикулярно оси OX' и лежит в плоскости стола (правовинтовая система); г) ось OZ' направлена вверх (к поверхности эмульсии).

Различные углы вторичных частиц вычислялись, используя координаты $XU'Z'$ измеряемого следа в другой системе координат $XU'Z'$, ось OX' которой направлена точно по продолжению первичного трека:

а) углы с осями координат (направляющие косинусы):

$$\left. \begin{aligned} \cos \alpha_x &= \frac{X}{\sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}} , \\ \cos \alpha_y &= \frac{Y}{\sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}} , \\ \cos \alpha_z &= \frac{Z}{\sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}} , \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

б) пространственный угол:

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\sqrt{Y^2 + Z^2}}{X} \quad \text{или} \quad \sin \theta = \frac{\sqrt{Y^2 + Z^2}}{\sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}} ; \quad (21)$$

$$\text{в) азимутальный угол:} \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{Z}{Y} ; \quad (22)$$

$$\text{г) плоский угол:} \quad \operatorname{tg} \psi = \frac{Y}{X} ; \quad (23)$$

$$\text{д) "глубинный" угол:} \quad \operatorname{tg} \chi = \frac{Z}{\sqrt{X^2 + Y^2}} . \quad (24)$$

Переход от $XU'Z'$ к $XU'Z'$ осуществлялся, используя специальные

измерения углов первичного трека с осями $X'Y'Z'$ для каждого события.

Измерение заряда фрагментов. Для определения заряда многозарядных фрагментов, образующихся при развале ядра - снаряда, взаимодействующего с ядрами фотоэмульсии, мы использовали метод счёта δ -электронов (N_δ) на единице длины исследуемого трека (обоснование см. в [99]). *расчет сферич. δ -с* ✓

Ввиду возможного различия условий проявления ядерных фотоэмульсий, в разных пластинках на треках, оставляемых частицами с одной и той же величиной заряда, число N_δ может оказаться различным. Даже в одной и той же пластинке число N_δ для одинаковых частиц, лежащих на разной глубине, может несколько различаться. Поэтому, приступая к определению зарядов фрагментов, мы производили соответствующую калибровку. Для этого считали N_δ на треках, оставляемых частицами с заведомо известным зарядом. В нашем случае - это ядра азота ($Z = 7$), которыми была облучена стопка фотоэмульсий Ilford G - 5 и легко визуально идентифицированные α -частицы ($Z = 2$). ✓
Число δ -электронов просчитывалось дважды на отрезке изучаемого трека длиной 1 см (в случае существенного различия считали и третий раз) и в качестве N_δ бралась средняя величина. Усреднённое число δ -электронов по всем 9 рабочим пластинкам оказалось для $Z = 7$ равным $N_\delta = 574$. Зная N_δ для $Z = 2$ и 7, легко подсчитать ожидаемые N_δ для других величин зарядов (стр. 358, [99]):

$$N_\delta = Z^2 N_{\delta \min} \quad , \quad (25)$$

где $N_{\delta \min}$ - плотность δ -электронов на следе релятивистской частицы с зарядом $Z = 1$.

Откалибровав, таким образом, все пластинки, приступали к счёту N_δ на следах фрагментов снаряда. Как и для первично-

следа, число N_g считалось на длине 1 см по два раза и результат усреднялся. Полученные и усреднённые по всем рабочим пластинкам (9 пластинок) числа N_g имеют следующие значения: $N_g = 105, 188, 293, 422$ для $Z = 3, 4, 5, 6$ соответственно на длине 1 см. В случае неопределённостей с идентификацией следа и при возможности дальнейшего продолжения длина следа увеличивалась.

Измерения производились на микроскопе МБИ - 8 при увеличении 90 x 15.

Импульсные измерения. Импульсные измерения проводились на микроскопе МБИ - 8 при увеличении 60 x 15 по методу многократного кулоновского рассеяния на первичных треках ядер азота ^{14}N (для калибровки "шумов" в эмульсии) и на следах 5-частич для выделения однозарядных фрагментов снаряда (измерялись импульсы однозарядных вторичных частиц с углом вылета в д.с.к. $\theta \leq 3,25^\circ$; этот угол был выбран из анализа углового распределения 5-частиц (ниже) [32]). Для увеличения "полезной" длины трека использовались продолжения в соседние эмульсионные слои (как правило, суммарная длина измеряемых треков составляла ≥ 5 см.). Использовался координатный метод измерения вторых разностей и длина ячеек выбиралась в интервале $t = 0,5 - 1,0$ мм (для больших импульсов ячейки, естественно, "укрупнялись"). Подсчёт импульсов проводился по нескольким методам (см. напр., [100]), различающимся различными способами исключения "шумов":

1) исключение среднего "шума", измеренного в данной области эмульсии по первичным трекам (для частиц с импульсом, большим нескольких Гэв);

2) исключение "шумов" по методу кратных ячеек (в двух вариантах: а) "шум" не зависящий от длины ячейки t , б) "шум",

изменяющийся по закону αt^X);

3) использование корреляционных свойств перекрывающихся ячеек (а) с перекрытием $2t$, б) с перекрытием $4t$) [100];

4) использование параметра ρ [100];

5) использование метода корреляционных моментов [100].

Для "калибровки" каждой из используемых формул, константы, входящие в них, определялись из измерений на первичных треках. Дисторсии были исключены предварительно, используя способы учёта их вплоть до третьего порядка включительно. Полученные затем значения кулоновской второй разности (после применения описанных способов исключения "шумов" и "ложного" рассеяния) изучались (отбрасывались резко "выделяющиеся" значения) и усреднялись (ошибка при этом, естественно, не усреднялась).

Относительная точность импульсных измерений, достигнутая нами при такой процедуре в стопках, облученных 40 ГэВ/с пучком азота, составила $\sim 25\%$.

О разделении взаимодействий на соударения с Н, С/О и Au/Bz . Как известно, эмульсия представляет собой довольно сложную мишень, состоящую (если пренебречь микропримесями других элементов) из ядер трёх основных типов:

- 1) свободный водород (Н), $A = 1$,
- 2) группа лёгких ядер (С, N, O), $\langle A \rangle \approx 14$,
- 3) группа "тяжёлых" ядер (Bz, Ag), $\langle A \rangle \approx 94$.

При изучении ряда вопросов, связанных с ядро-ядерными взаимодействиями желательно знание типа ядра - мишени, на котором произошло взаимодействие, однако точное разделение по типу мишени невозможно (исключения составляют лишь события с $N_H > 8$, заведомо относящиеся к взаимодействиям на Ag, Bz).

Мы использовали эмпирическую приближённую процедуру ста-

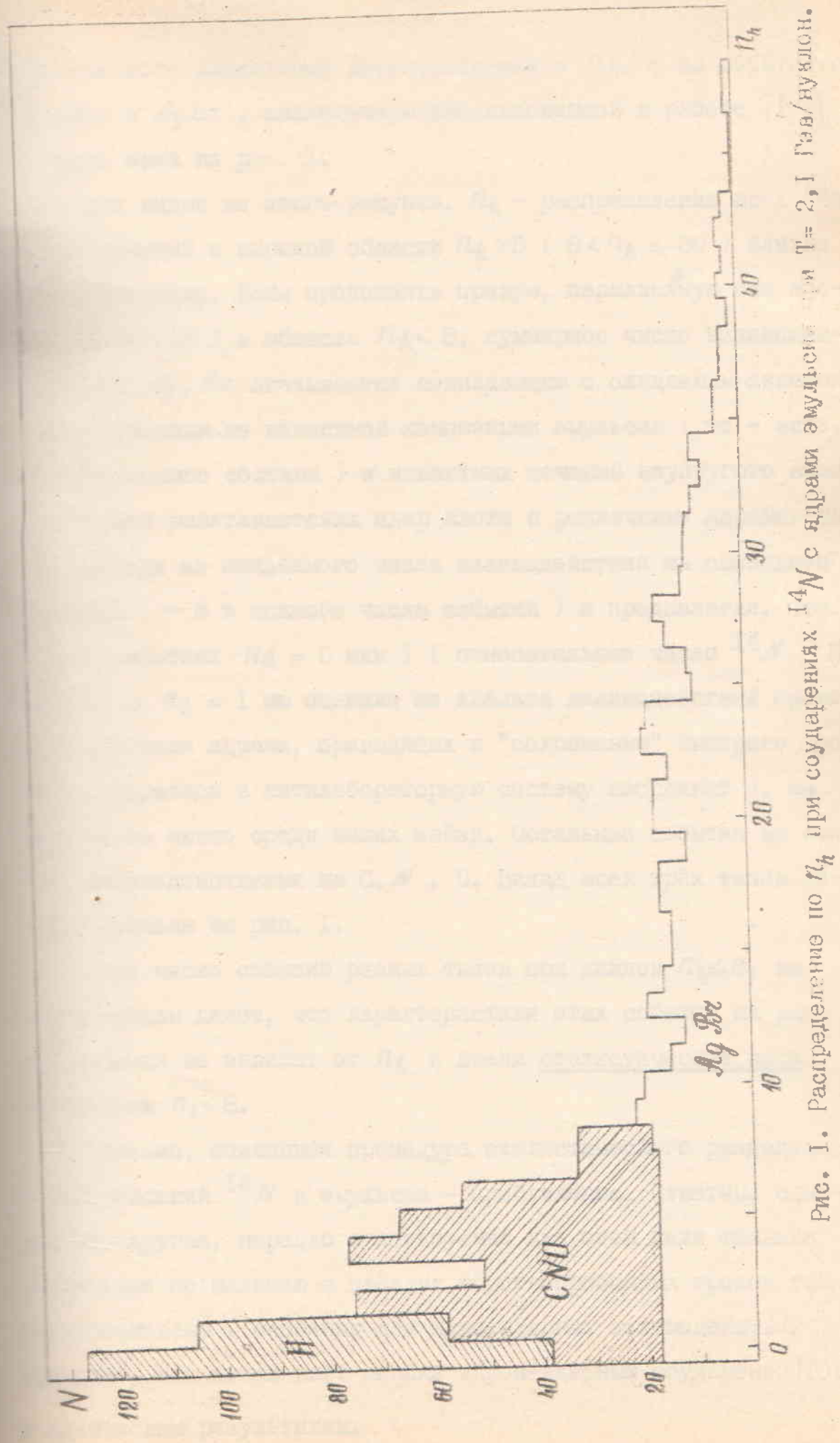


Рис. 1. Распределение по A_h при соударениях ^{14}N с ядрами эмульсионной пленки $T = 2,1$ Гэв/нуклон.

статистического разделения взаимодействий с $n_h \leq 8$ на события с CAO и A_2B_2 , аналогичную использованной в работе [101].
 Это ясно из рис. 1.

Как видно из этого рисунка, n_h - распределение всех ^{14}N событий в широкой области $n_h > 8$ ($8 < n_h \leq 30$) близко к равномерному. Если продолжить прямую, параллельную оси абсцисс ($N \approx 18$), в область $n_h < 8$, суммарное число взаимодействий на A_2B_2 оказывается совпадающим с ожидаемым значением, полученным из известной композиции эмульсии (то - есть, химического состава) и известных сечений неупругого взаимодействия релятивистских ядер азота с различными ядрами. Далее, исходя из ожидаемого числа взаимодействий на свободном ядре ($\sim 8\%$ полного числа событий) и предполагая, что в этих событиях $n_h = 0$ или 1 (относительное число ^{14}N - Н событий с $n_h = 1$ мы оценили из анализа взаимодействий протонов с лёгкими ядрами, приводящих к "сохранению" быстрого протона при переходе в антилабораторную систему координат), мы определили их число среди наших звёзд. Остальные события мы считаем взаимодействиями на C, N, O . Вклад всех трёх типов событий показан на рис. 1.

Зная число событий разных типов при каждом $n_h \leq 8$, мы предположили далее, что характеристики этих событий на различных n_h не зависят от n_h и ввели статистические веса w_h для $n_h \leq 8$.

Конечно, описанная процедура статистического разделения взаимодействий ^{14}N в эмульсии - приближённая. Отметим, однако, что другая, нередко используемая для этой цели техника разделения по наличию в звёздах короткопробежных треков также обоснована (особенно для ядро-ядерных взаимодействий) и приводит, как показывает анализ адрон-ядерных соударений [101], к одинаковым результатам.

ГЛАВА 3. ФРАГМЕНТАЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР АЗОТА НА ЯДРАХ ФОТОЭМУЛЬСИИ

Получение пучков релятивистских ядер на ускорителях в Дубне и Беркли сделало возможным извлечение количественной информации о различных характеристиках неупругих ядро-ядерных взаимодействий, значительно более точной, нежели полученная ранее в КИ. Одно из наиболее интересных явлений, составляющих сложный процесс соударения релятивистских ядер, - фрагментация ядра-снаряда. Исследование этого явления позволяет получить сведения о внутренней структуре ядер в условиях малых передач энергии-импульса; знание фрагментационных характеристик ядер необходимо также для нужд астрофизики, радиационной физики и техники.

Как отмечалось в главе I, сечение образования и импульсные характеристики продуктов фрагментации некоторых лёгких релятивистских ядер изучались на ускорителях электронными методами [9, 102, 103] и в ядерных эмульсиях [14, 94, 95]. Несомненно, будущее в получении точных сведений о свойствах фрагментации ядер - за электронными экспериментами, в которых точно идентифицируются все изотопы - продукты развала ядер-снарядов и нет проблем с точностью импульсных измерений и набором большой статистики; следует отметить, однако, что существующие эксперименты [9, 102, 103] относятся к классу так называемых "0° - экспериментов": в них изучался лишь узкий пространственный конус вокруг направления движения первичного ядра, что дискриминирует большие передачи импульса и искажает относительные вероятности фрагментации в различные осколки. Другой, наиболее принципиальный недостаток электронных методов - ненаблюдаемость акта соударения, что существенно сужает круг вопросов, относящихся к изучению АА-соударений в целом (например, раз-

корреляционных явлений между фрагментацией ядер-снаряда и мишени и рождающимися частицами). Поэтому роль трековых приборов (в частности, ядерной эмульсии) не следует недооценивать - им принадлежит и будет, очевидно, принадлежать почетное место в ряду экспериментальных методик изучения столкновений релятивистских ядер.

В настоящей главе мы изложим результаты исследования основных характеристик процесса фрагментации релятивистских ядер ^{14}N при кинетической энергии $T = 2,1 \text{ ГэВ/нуклон}$ на ядерной фотоземлюльсии - сечений образования фрагментов с разным зарядом Z и их угловых и импульсных распределений. Как отмечалось в главе 2, анализируемый в диссертации экспериментальный материал состоит из 1027 неупругих взаимодействий ядер ^{14}N , полученных и измеренных без какой-либо дискриминации в фотоземлюльсии. В той же главе в деталях излагалась методика определения заряда многозарядных ($Z \geq 2$) фрагментов ядра-снаряда.

Идентификация релятивистских однозарядных фрагментов ядра-снаряда - задача значительно более деликатная. В абсолютном большинстве работ, выполненных с помощью фотометода [14, 32, 94-96], они выделялись статистически, из анализа углового распределения всех ливневых (S) частиц. Для более точного выделения непроизводивших с мишенью однозарядных фрагментов снаряда, а также проверки углового метода, мы применили методом многократного кулоновского рассеяния импульсы S -частиц из ^{14}N А-взаимодействий в конусе с углом попересечения $3,25^\circ$ вокруг продолжения направления трека первичного ядра (именно при $\theta < 3,25^\circ$ в угловом распределении S -частиц наблюдается значительный максимум, обусловленный фрагментацией ядра-снаряда [32, 96]). При измерениях выполнялись продолжения из слоя в слой, так чтобы суммарная длина измеря-

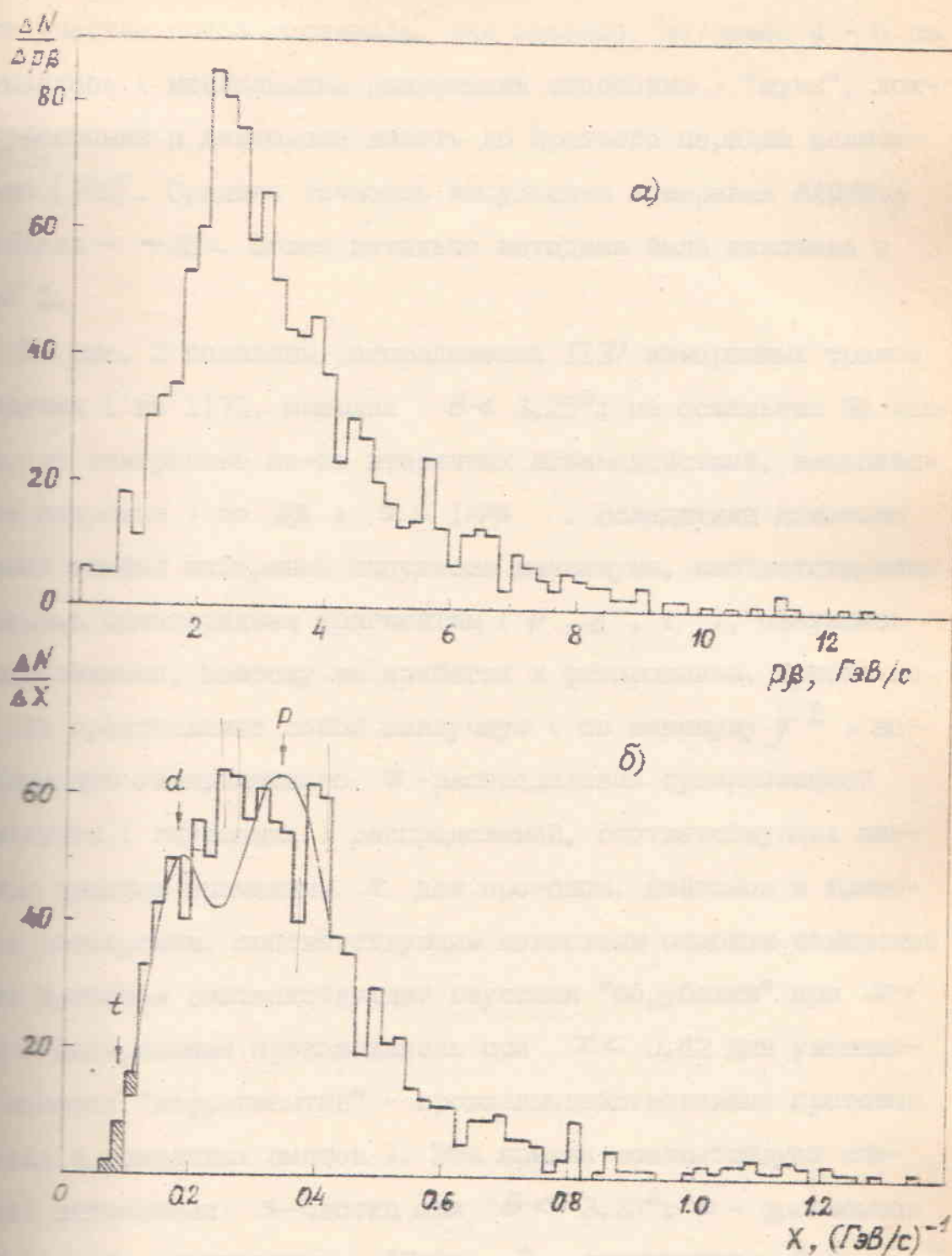


Рис. 2. Распределения ливневых однозарядных частиц из ${}^{22}\text{Ne}$ -взаимодействий с $\theta < 3,25^\circ$ по $p\beta$ (а) и x (б). Кривая на рис. 1б - аппроксимация тремя гауссовыми распределениями (см. текст), стрелки - ожидаемые средние значения $\bar{x}$ для p , d и t , вклад тритонов - заштрихован.

этого участка следа составила, как правило, не менее 4 - 5 см; учитывались (несколькими различными способами) "шумы", ложное рассеяние и дисторсии вплоть до третьего порядка включительно [100]. Средняя точность импульсных измерений $\Delta(p\beta)/p\beta$ составила - $\sim 25\%$. Более детально методика была изложена в главе 2.

На рис. 2 показаны распределения 1137 измеренных треков S-частиц (из 1171, имеющих $\theta < 3,25^\circ$; на остальные 34 частицы, не измеренные из-за вторичных взаимодействий, вводилась поправка) по $p\beta$ и $x = 1/p\beta$. Вследствие довольно больших ошибок измерений импульсов максимумы, соответствующие различным однозарядным фрагментам (p , d , t), оказались неразделёнными, поэтому мы прибегли к фитированию. Кривая на рис. 2б представляет собой наилучшую (по минимуму χ^2), аппроксимацию эмпирического x -распределения суммарной нормальных (гауссовых) распределений, соответствующих средним значениям x для протонов, дейтронов и тритонов и дисперсиям, соответствующим известным ошибкам измерений. Для протонов соответствующий гауссиан "обрубался" при $x > 0,42$ и фитирование производилось при $x < 0,42$ для уменьшения влияния "нефрагментов" - провзаимодействовавших протонов (спаряда и рождённых пионов). Эта кривая соответствует следующей композиции S-частиц при $\theta < 3,25^\circ$: p - фрагментов - 59,8%, d - фрагментов - 17,0%, t - фрагментов - 3,1% и "нефрагментов" - 20,1%. Анализ углового распределения S-частиц в ^{14}N -соударениях, выполненный по аналогии с [32, 96] с учётом углового распределения частиц с измеренными импульсами, показал, что в области $\theta > 3,25^\circ$ "осталось" ~ 160 однозарядных фрагментов. Предполагая, что эти фрагменты - протоны (угловое распределение фрагментов тем уже, чем больше

Таблица 2.

Средняя : множественность:	^{14}NEm	$^{14}\text{N} - \text{H}$	$^{14}\text{N} - \text{CNO}$	$^{14}\text{N} - \text{AgBr}$
Число событий :	1027	135	326	566
$\langle n_f \rangle$:	$4,7 \pm 0,2$	$0,12 \pm 0,02$	$1,8 \pm 0,1$	$7,4 \pm 0,2$
$\langle n_g \rangle$:	$5,6 \pm 0,2$	$0,24 \pm 0,03$	$1,8 \pm 0,1$	$9,2 \pm 0,3$
$\langle n_s \rangle$:	$8,2 \pm 0,2$	$3,7 \pm 0,2$	$6,0 \pm 0,2$	$10,6 \pm 0,2$
$\langle n_{z=1} \rangle$:	$7,1 \pm 0,2$	$2,3 \pm 0,2$	$4,8 \pm 0,2$	$9,7 \pm 0,2$
$\langle n_{z=1} \rangle$:	$1,07 \pm 0,03$	$1,36 \pm 0,08$	$1,24 \pm 0,05$	$0,90 \pm 0,03$
в т.ч. n_p :	$0,84 \pm 0,03$	$1,07 \pm 0,07$	$0,97 \pm 0,05$	$0,71 \pm 0,03$
n_d :	$0,19 \pm 0,02$	$0,25 \pm 0,03$	$0,23 \pm 0,03$	$0,16 \pm 0,02$
n_t :	$0,04 \pm 0,01$	$0,05 \pm 0,01$	$0,04 \pm 0,01$	$0,03 \pm 0,01$
$n_{z=2}$:	$0,77 \pm 0,03$	$1,23 \pm 0,07$	$0,97 \pm 0,04$	$0,55 \pm 0,03$
$n_{z=3}$:	$0,20 \pm 0,02$	$0,38 \pm 0,04$	$0,28 \pm 0,03$	$0,11 \pm 0,02$
в т.ч. $n_{z=3}$:	$0,06 \pm 0,01$	$0,09 \pm 0,02$	$0,08 \pm 0,01$	$0,03 \pm 0,01$
$n_{z=4}$:	$0,05 \pm 0,01$	$0,11 \pm 0,02$	$0,06 \pm 0,01$	$0,03 \pm 0,01$
$n_{z=5}$:	$0,04 \pm 0,01$	$0,07 \pm 0,02$	$0,05 \pm 0,01$	$0,02 \pm 0,01$
$n_{z=6}$:	$0,05 \pm 0,01$	$0,10 \pm 0,02$	$0,06 \pm 0,01$	$0,02 \pm 0,01$
$n_{z=7}$:	$0,01 \pm 0,003$	$0,01 \pm 0,007$	$0,02 \pm 0,005$	$0,005 \pm 0,002$

Таблица 3.

Отношение	Ядро-мишень		
	H	C, N, O	Ag, Br
$n_{z=2} / n_{z=1}$	$0,90 \pm 0,07$	$0,78 \pm 0,04$	$0,61 \pm 0,04$
$n_{z=3} / n_{z=1}$	$0,28 \pm 0,03$	$0,23 \pm 0,03$	$0,12 \pm 0,02$
$n_{z=3} / n_{z=2}$	$0,31 \pm 0,04$	$0,29 \pm 0,03$	$0,20 \pm 0,04$

их масса (ниже)), мы получили окончательные числа протонов, дейтронов и тритонов среди однозарядных фрагментов ^{14}N (на 1027 событий), равными 860, 200 и 36 соответственно. Полные сведения о средних множественностях различных типов фрагментов в ^{14}N А-соударениях представлены в табл. 2. В этой таблице приведены также средние множественности других типов частиц и данные для подансамблей соударений ^{14}N с водородом, лёгкими (C, N, O) и тяжёлыми (Ag, Bz) ядрами эмульсии (статистическое разделение всех ^{14}N А-событий на эти группы описано в главе 2 и в [104]).

Важнейший вывод, следующий из данных табл. 2, заключается в том, что композиция зарядов фрагментов (соотношение чисел фрагментов с разными Z) зависит от массы ядра-мишени A_+ . Это ясно видно из отношений средних множественностей, сведённых в табл. 3. Число фрагментов с любым Z уменьшается при увеличении A_+ , причём наиболее быстро уменьшается множественность фрагментов с большими Z . В электронных экспериментах было найдено [9, 102, 103], что отношения дифференциальных сечений рождённых изотопов (под 0°) на различных мишенях постоянны и приблизительно равны отношению геометрических сечений, другими словами - моды распадов не зависят от массы ядра-мишени. Наши данные свидетельствуют о том, что для полных (интегральных) сечений это неверно: имеется существенная зависимость сечений от массы мишени, например, для отношений $Z_K = (N_{Z=K})_{\text{AgBz}} / (N_{Z=K})_{\text{CNO}}$ имеем из данных табл. 2: $Z_K = 0,73 \pm 0,04; 0,57 \pm 0,04; 0,39 \pm 0,08$ для $K = 1, 2$ и ≥ 3 соответственно.

Что касается абсолютных значений сечений (фрагментационных характеристик), отметим, что данные табл. 2 хорошо согласуются с данными полученными в космических лучах в об-

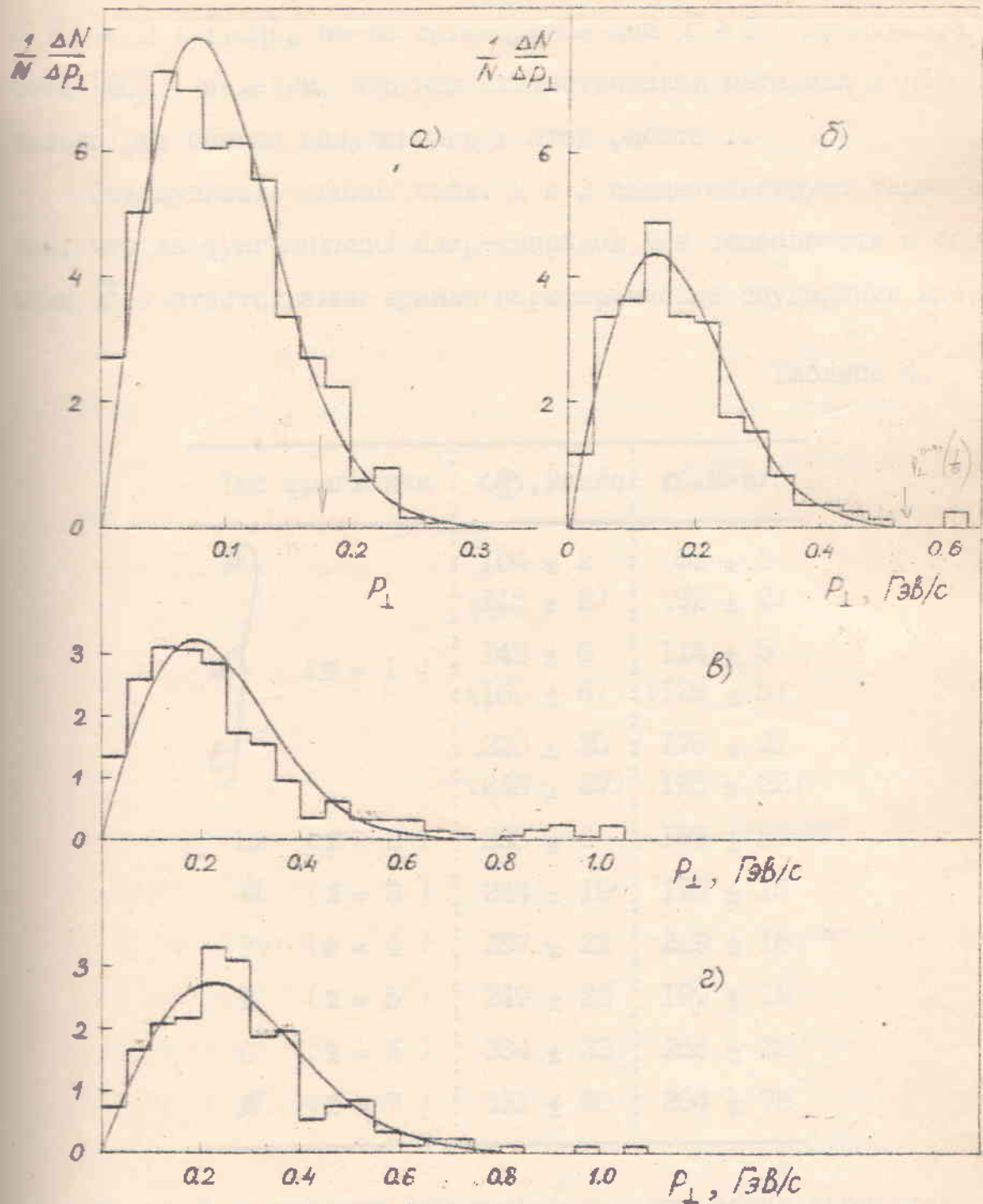


Рис. 3. Распределения по $p_{\perp}$ для протонов (а), дейтронов и тритонов (б), фрагментов с $Z = 2$ (в) и $Z \geq 3$ (г). Кривые - распределение (26).

$p_{\perp \max}(p) \leq 2.87 \cdot \sin 3.5^\circ \approx 2.87 \cdot 0.061 \approx 0.176 \text{ ГэВ/с}$
 $p_{\perp \max}(d+t) \leq 3 \cdot 2.87 \cdot \sin 3.5^\circ \approx 3 \cdot 2.87 \cdot 0.061 \approx 0.529$
 $p_{\perp \max}(Z=2) \leq 3 \cdot 2.87 \cdot \sin 3.5^\circ \approx 3 \cdot 2.87 \cdot 0.061 \approx 0.529$
 (и т.д.)

ласти энергий $> 1 \text{ ГэВ/нуклон}$ для так называемой М-группы ($6 \leq Z_0 \leq 9$) [105], но не согласуются для $Z \geq 3$ с данными работы [95] (заметим, что наш статистический материал в несколько раз больше полученного в этой работе).

Совокупность данных табл. 2 и 3 свидетельствует также о том, что за фрагментацию ядер-снарядов (в особенности с большими Z) ответственны крайне периферические соударения ядер.

Таблица 4.

Тип фрагмента	$\langle P \rangle$, Мэв/с	σ , Мэв/с
$\left. \begin{array}{l} p \\ d \\ t \end{array} \right\} (Z=1)$	104 ± 2	83 ± 2
	(115 ± 2)	(92 ± 2)
	143 ± 6	114 ± 5
	(160 ± 6)	(128 ± 5)
	220 ± 25	176 ± 21
	(246 ± 27)	(196 ± 22)
He ($Z=2$)	235 ± 6	188 ± 5
Li ($Z=3$)	244 ± 19	195 ± 15
Be ($Z=4$)	287 ± 22	229 ± 18
B ($Z=5$)	249 ± 22	199 ± 18
C ($Z=6$)	334 ± 33	266 ± 26
N ($Z=7$)	331 ± 90	264 ± 72

Перейдем к анализу импульсных характеристик продуктов фрагментации ^{14}N . На рис. 3 показаны распределения по поперечным импульсам P_1 некоторых типов фрагментов, а в таблице 4 - средние значения $\langle P_1 \rangle$ и параметра σ распределения

$$f(P_1) \sim P_1 \exp[-P_1^2/2\sigma^2], \quad \sigma = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \langle P_1 \rangle, \quad (26)$$

соответствующего нормальным распределениям $N(0, \sigma)$ по каждой из компонент 3-импульса фрагментов [103]. При анализе данных рис. 3 и табл. 4 необходимо иметь ввиду следующее:

а) Значения поперечных импульсов вычислялись по углам вылета: $P_1 = m p_0 \sin \theta$, где p_0 - импульс первичного ядра ^{14}N на нуклон ($p_0 = 2,9 \text{ ГэВ/с/нуклон}$), m - "средняя" масса фрагмента в единицах нуклонной массы ($m = 1$ для p , 2 для d , 3 для t и $2Z$ для фрагментов с $Z \geq 2$). Для однозарядных фрагментов P_1 вычислялся также и по измеренным импульсам (рис. 3а, б и значения в скобках в табл. 4). Из данных по рождению тяжёлых фрагментов при 0° [102, 103] следует, что значения $\langle P_1 \rangle$ для них слегка завышены (особенно для $Z = 6$ и 7).

б) Учитывались неизмеренные фрагменты с $\theta > 3,25^\circ$. Их P_1 также определялся по угловому распределению (для протонов).

Из данных рис. 3 и табл. 4 следует:

1. Поперечный импульс $\langle P_1 \rangle$ фрагментов и "температура" σ быстро возрастает с увеличением Z ; при больших $Z \geq 3$ эти значения близки к постоянным.

2. Значения σ (табл. 4) близки к найденным в [103] для фрагментации релятивистских ядер ^{12}C и ^{16}O и в [94] для фрагментации ^{12}C , ^{14}N и ^{16}O на протоны (в [94] при анализе использовались лишь угловые распределения и события с числом сильноионизирующих частиц $N_h = 0$, т.е. приближённо события на водородной мишени).

3. Распределения по P_1 для лёгких фрагментов ($Z = 1$) удовлетворительно согласуются с предположением о гауссовом распределении компонент импульсов; для $Z = 2$ это предположение плохо соответствует эксперименту: на опыте наблюдается "хвост" больших P_1 . При больших Z снова наблюдается приближённое согласие с гауссовой формой (рис. 3). Это прибли-

хорошо соответствует результатам работы [14], выполненной в условиях, близких к условиям данного эксперимента, и формально противоречит данным [103], в которой наблюдалось согласие с гауссовым законом распределения при всех Z , кроме $Z = 1$. Следует, однако, помнить, что данные [103] и нашей работы относятся к различным кинематическим областям (выше).

4. Сравнение значений $\langle p_1 \rangle$, полученных по углам вылета по измеренным импульсам (табл. 4), показывает удовлетворительное согласие, хотя учет импульсов несколько увеличивает значения $\langle p_1 \rangle$ и σ . При довольно значительных погрешностях в измерениях импульсов это увеличение вряд ли следует расценивать как существенное.

ГЛАВА 4. МНОЖЕСТВЕННОСТИ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

В настоящей главе мы рассмотрим экспериментальные данные о средних значениях и распределениях по множественности различных типов вторичных заряженных частиц из ^{14}NEm -взаимодействий, а также их скейлинговые свойства и корреляции между ними. Значительный интерес представляют зависимости этих характеристик от массового числа ядра-мишени и числа провзаимодействовавших нуклонов ядра-снаряда. Отметим, что для ядро-ядерных соударений таких данных очень немного (как отмечалось в I-й главе, большая часть имеющейся информации о характеристиках множественного рождения была получена в опытах с космическими лучами).

4.1. Средние множественности вторичных частиц.

Сводные данные о средних множественностях различных типов вторичных заряженных частиц из ^{14}NEm -взаимодействий и подгрупп, отличающихся по массе мишени, были представлены в предыдущей главе (табл. 2) при анализе сечений фрагментации ядра-снаряда. В табл. 5 приведены эти же данные для полного ансамбля ^{14}NEm -событий в сравнении с данными для pEm -взаимодействий при весьма близкой энергии соударения (на нуклон

Таблица 5.

Характеристика	^{14}NEm -соударения, $T = 2,1$ ГэВ/нуклон		pEm -соударения, $T = 2,23$ ГэВ	
	эксперимент	расчет	эксперимент [106]	расчет
Число событий	1027	1114	702	543
$\langle n_s \rangle$	$7,13 \pm 0,19$	7,78	$0,96 \pm 0,05$	1,23
$\langle n_g \rangle$	$5,64 \pm 0,22$	5,17	$2,42 \pm 0,12$	2,38
$\langle n_t \rangle$	$4,70 \pm 0,15$	4,66	$4,45 \pm 0,22$	4,15

результатами расчетов по каскадной модели для процессов соударений.* Из этих данных видно, что средняя множественность S' -частиц в ^{14}NEm -соударении и ниже S' -частицами мы будем называть релятивистские частицы за вычетом непрореагировавших однозарядных фрагментов ядра-снаряда, т.е. $n_s \equiv n_s - n_{z=1}$ - см. табл.2) примерно (почти на порядок!) выше, чем в pEm -соударении. Чтобы определить среднее число "прореагировавших с нуклонов ядра-снаряда как $\langle n_{int} \rangle = \langle n_s \rangle_{NEm} / \langle n_s \rangle_{pEm}$ то $\langle n_{int} \rangle = 7,5 \pm 0,4$. Эта величина, однако, может быть получена путем из соотношения $\langle n_{int} \rangle = 14 - 2\langle Q \rangle$, где Q - суммарный заряд непрореагировавших фрагментов налетающего ядра $Q = \sum Z n_Z$, где n_Z - число фрагментов с данным Z в ядре. Используя данные табл.2, легко найти, что

$$\langle n_{int} \rangle = 6,95 \pm 0,12.$$

$\langle n_{int} \rangle$ в пределах ошибок не противоречит $\langle n_{int} \rangle$. Таким образом, средняя множественность дивергентных частиц приближена произведению средней множественности этих частиц в соударении на число взаимодействующих нуклонов ядра-снаряда. Ниже мы увидим, что это интересное обстоятельство

расчеты по каскадной модели базировались на варианте, описанном на стр.18-19[53]; они проводились К.К.Гудимой и В.Д.Тонеевым (ОИЯИ) с точным учетом условий нашего эксперимента по изучению ^{14}NEm -соударений по составленной нами программой числения и анализа характеристик взаимодействий и были опубликованы в нашей совместной с ними работе [107]. Ниже расчеты будут использоваться и при анализе других характеристик ^{14}NEm -взаимодействий. Мы очень благодарны К.К.Гудимой и В.Д.Тонееву за участие в совместной работе по анализу совместимости экспериментальных данных по ^{14}NEm -соударениям и каскадной модели ядро-ядерных взаимодействий.

имеет место (опять-таки приближенно) и для различных прицельных параметров ядро-ядерного соударения.

б) Средняя множественность серых треков при переходе от $0,5 \text{ МэВ}$ ^{14}N -взаимодействиям более чем удваивается; таким образом, число нуклонов, выбиваемых из мишени заметно увеличивается с ростом массового числа снаряда, однако это увеличение существенно слабее, чем рост множественности "рождающихся" частиц и (или) числа взаимодействующих нуклонов налетающего ядра.

в) Число b -частиц при переходе от $0,5 \text{ МэВ}$ и ^{14}N -соударениям остается почти неизменным; этот факт свидетельствует о приблизительном равенстве энергий возбуждения остаточных ядер в обоих классах соударений. Здесь необходимо, однако, отметить, что вследствие изменения относительных вероятностей соударения с различными компонентами^{х)} мишени (эмульсии) этот вывод не вполне точен - при фиксированном ядре-мишени зависимость $\langle N_b \rangle$ от массового числа ядра-снаряда должна быть более сильной.

г) Экспериментальные данные по средним множественностям различных типов вторичных заряженных частиц удовлетворительно согласуются с рассчитанными по каскадной модели (табл.5).

Одним из основных параметров, определяющих ядро-ядерное взаимодействие, является число N_{int} нуклонов налетающего ядра, провзаимодействовавших с мишенью. Этот параметр является

^{х)} Действительно, если для первичных протонов вероятности соударения с H , C и O и AgBr в эмульсии равны соответственно 0,04, 0,24 и 0,72, то для ^{14}N эти вероятности таковы: 0,14, 0,30 и 0,56 [99]. Таким образом, "средняя масса" ядра-мишени в сравниваемых классах соударений различна: для ^{14}N -соударений она меньше, чем для $0,5 \text{ МэВ}$.

в так называемых суперпозиционных моделях, в которых
соударение рассматривается как некогерентная сум-
маризация "элементарных" нуклон-ядерных столкновений. Изучение
характеристики в зависимости от n_{int} представляется
интересным.

Таблица 6.

Метка	$^{14}N - Em$	$^{14}N - H$	$^{14}N - CNO$	$^{14}N - AgBr$
$\langle Q \rangle$	3,53	5,58	4,38	2,50
$\langle Q \rangle = 14 - 2\langle Q \rangle$	6,95	2,84	5,25	8,99
$\langle n_{int} \rangle$	$1,03 \pm 0,03$	$0,80 \pm 0,05$	$0,90 \pm 0,03$	$1,08 \pm 0,02$
$\langle n_{int} \rangle$	$0,81 \pm 0,03$	$0,08 \pm 0,01$	$0,34 \pm 0,01$	$1,02 \pm 0,03$
$\langle n_{int} \rangle$	$0,68 \pm 0,02$	$0,04 \pm 0,01$	$0,35 \pm 0,01$	$0,83 \pm 0,02$

В табл.6 представлены средние значения $\langle Q \rangle$ и $\langle n_{int} \rangle$ для
подгрупп ^{14}NEm -соударений и средние "удельные"
коэффициенты различных типов вторичных заряженных частиц
(распределение по Q показано на рис.4 - оно грубо
экспоненциально). На рис.5 показаны Q - (и n_{int} -) зависимости
множественностей $\langle n_i \rangle$ ($i = s', g, b$), средних "удель-
ных" множественностей $\langle n_i \rangle / \langle n_{int} \rangle$ и отношения $\langle n_g \rangle / \langle n_g \rangle$. Из
данных следует:

- Среднее число $\langle n_{int} \rangle$ взаимодействующих с мишенью нукло-
нлетающего ядра зависит от массового числа ядра-мишени
Аппроксимация зависимости $\langle n_{int}(A_t) \rangle$ степенной функцией

следует иметь в виду, что при предельных значениях Q ($Q \geq 0$
и $Q \leq 7$) особенно велики отклонения от средней зависимости
 $\langle Q \rangle = 14 - 2\langle Q \rangle$. Поэтому на рис.5 условно указано значение
соответствующее $Q = 7$, равным 1; очевидно также, что
для малых Q $\langle n_{int} \rangle$, по-видимому, заметно меньше указанных
значений за счет "отриппинговых" нейтронов. Строгим можно счи-
тать лишь утверждение, что в подансамблях событий с разными
значениями $\langle n_{int} \rangle$ тем больше, чем меньше Q .

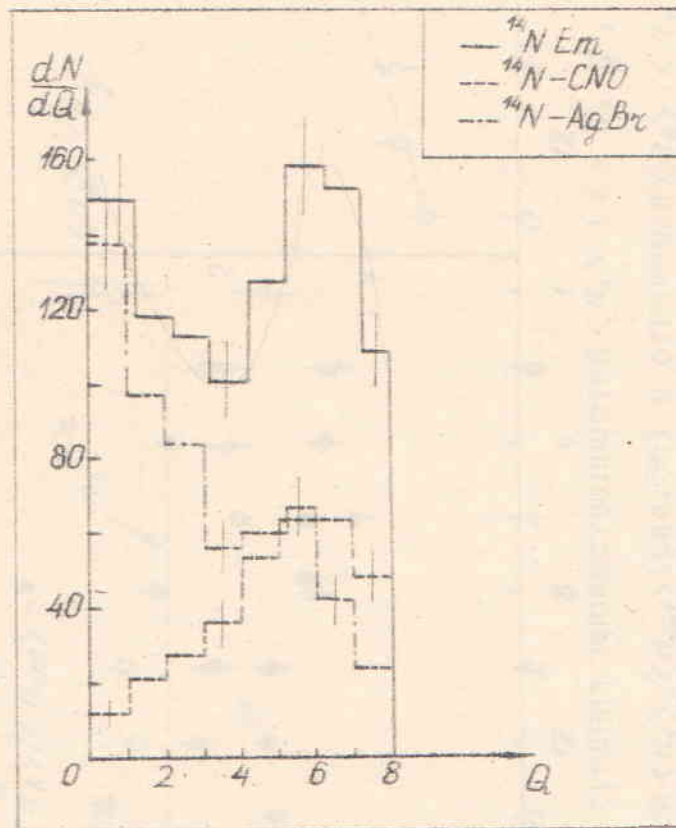


Рис.4. Распределение по величине суммарного заряда Q фрагментов снаряда.

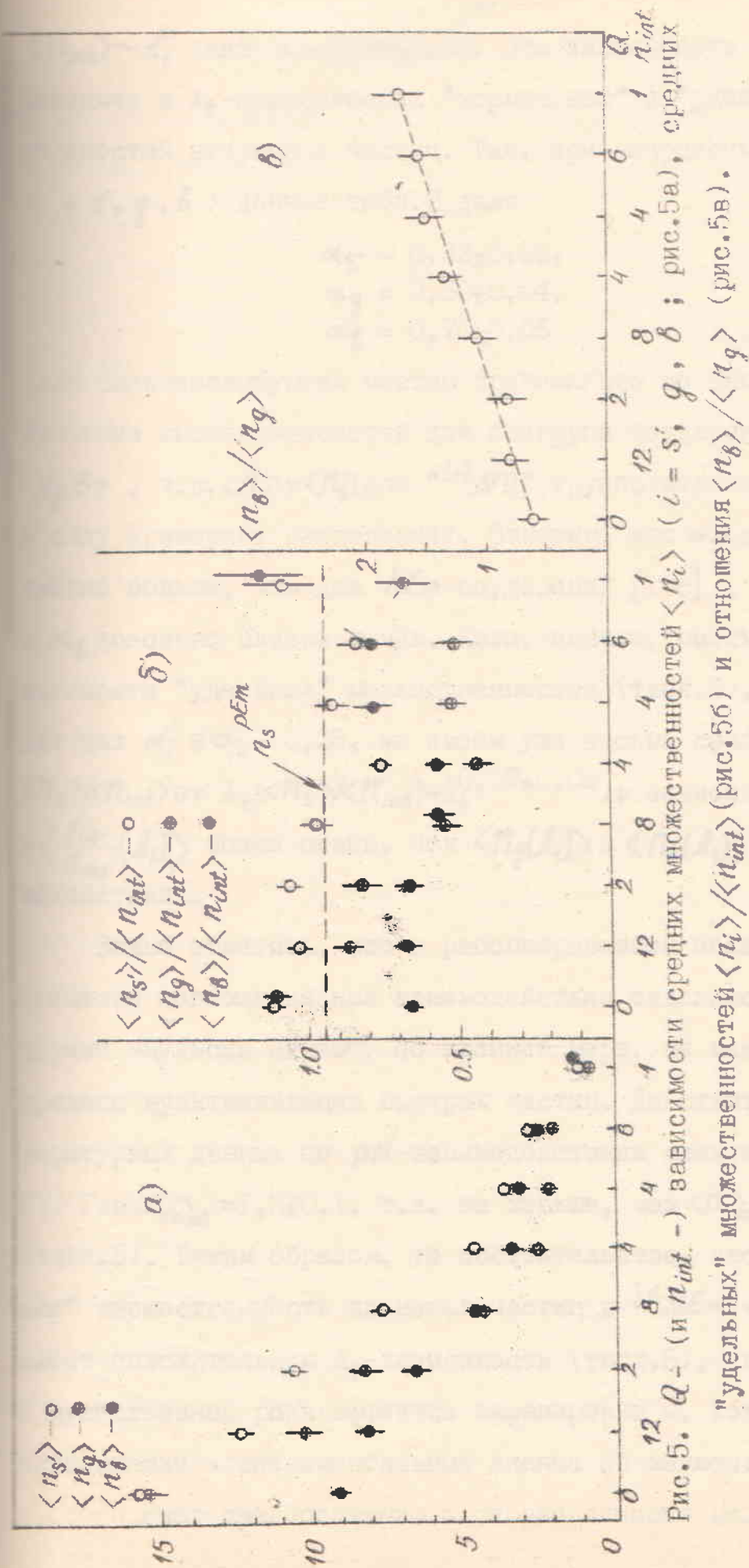


Рис. 5. Q - (и n_{int} -) зависимости средних множественностей $\langle n_i \rangle$ ($i = s', g, b$; рис. 5а), средних "удельных" множественностей $\langle n_i \rangle / \langle n_{int} \rangle$ (рис. 5б) и отношения $\langle n_s \rangle / \langle n_g \rangle$ (рис. 5в).

$\langle n_{int} \rangle \sim A_t^\alpha$ дает $\alpha = 0,25 \pm 0,02$. Эта зависимость определяет различие в A_t -зависимостях "нормальных" и "удельных" множественностей вторичных частиц. Так, при аппроксимациях $\langle n_i \rangle \sim A_t^{\alpha_i}$ ($i = s, g, b$) данные табл.2 дают

$$\begin{aligned} \alpha_{s'} &= 0,32 \pm 0,03, \\ \alpha_g &= 0,80 \pm 0,04, \\ \alpha_b &= 0,70 \pm 0,06 \end{aligned} \quad (27)$$

Для сильноионизирующих частиц принимались во внимание лишь значения множественностей для подгрупп соударений с CNO и $AgBr$, т.к. $\langle n_g \rangle$ и $\langle n_b \rangle$ для " ^{14}NH " группы весьма недостоверны в силу критериев разделения). Отметим, что $\alpha_{s'}$ в (27) существенно больше, чем для hEm -соударений [108], тогда как α_g и α_b довольно близки к ним. Если, однако, рассмотреть A_t -зависимости "удельных" множественностей (табл.6), то так как для них $\alpha_i' \equiv \alpha_i - 0,25$, мы имеем уже весьма слабую зависимость $\langle n_{s'} \rangle / \langle n_{int} \rangle$ от A_t ($\langle n_{s'} \rangle / \langle n_{int} \rangle \sim A_t^{0,07 \pm 0,02}$); зависимости $\langle \frac{n_g}{n_{int}}(A_t) \rangle$ и $\langle \frac{n_b}{n_{int}}(A_t) \rangle$ более слабы, чем $\langle n_g(A_t) \rangle$ и $\langle n_b(A_t) \rangle$ в hEm -взаимодействиях.

Важно отметить, что в рассматриваемой области энергий процессы поглощения при взаимодействии отдельного нуклона с ядрами эмульсии играют, по крайней мере, не меньшую роль, чем процесс мультимпликации быстрых частиц. Действительно, из литературных данных по pN -взаимодействиям следует, что при $2 < E < 10$ ГэВ $\langle n_{ch} \rangle_{pN} \approx 1,2 \pm 0,1$, т.е. не меньше, чем $\langle n_{s'} \rangle_{hEm} = 0,95 \pm 0,05$ (табл.5). Таким образом, то обстоятельство, что даже "удельная" множественность ливневых частиц в ^{14}NEm -соударениях имеет положительную A_t -зависимость (табл.6), свидетельствует о существенной роли эффектов экранировки и, хотя в первом приближении экспериментальные данные по множественности не противоречат предположению о справедливости моделей суперпо-

многократного типа, в которых ядро-ядерное соударение описывается как некогерентная сумма независимых нуклон-ядерных взаимодействий, действительная картина, по-видимому, значительно сложнее.

б) Средние множественности всех типов вторичных частиц быстро уменьшаются с ростом Q (уменьшением N_{int}). Зависимости $\langle n_i(n_{int}) \rangle$ близки к линейным, так что "удельные" множественности $\langle n_i \rangle / \langle N_{int} \rangle$ приближенно постоянны (рис.5б), для серых шаров, однако, наблюдается заметное уменьшение $\langle n_g \rangle / \langle N_{int} \rangle$ с ростом Q . Отношение $\langle n_g \rangle / \langle n_g \rangle$ увеличивается более чем вдвое с ростом Q (рис.5в).

в) Для ^{14}NEm -взаимодействий с большими Q $\langle n_g \rangle$ и $\langle n_g \rangle$ существенно меньше, чем в pEm -соударениях при той же энергии (рис.5а; табл.5), хотя число нуклонов, взаимодействующих с мишенью, в первом случае значительно больше единицы. Это с достоверностью означает, что неупругие соударения ядер с большим числом (или суммарным зарядом) "стриппинговых" фрагментов - суть периферические взаимодействия и величина Q (равна как и N_{int}) является количественной (хотя, разумеется, статистической) мерой прицельного параметра во взаимодействиях релятивистских ядер.

Таким образом, уже данные по средним множественностям указывают на существенную роль каскадирования и экранировки при столкновениях "ядро-ядро"; это делает весьма удивительным равенство (хотя и приближенное) "удельных" средних множественностей релятивистских частиц при разных N_{int} средней множественности этих частиц в pEm -взаимодействиях. Все эти обстоятельства должны быть объяснены реалистической моделью ядро-ядерных взаимодействий.

4.2. Распределения по множественности.

Распределения по n_s, n_g, n_b и n_k ($n_k = n_g + n_b$) в ^{14}N - E_m -соударениях представлены на рис.6 в сравнении с аналогичными в pE_m -соударениях при 2,23 Гэв [106]. На рис.7 распределения по n_s, n_g, n_b сравниваются с расчетами по каскадной модели (см. предыдущий раздел). Наконец, на рис.8 показаны распределения для соударений ^{14}N с легкими (C, N, O) и "тяжелыми" (Ag, Br) ядрами эмульсии. Видно что:

а) Формы распределений по n_s, n_g, n_b зависят от A_t и существенно различны для pE_m и $^{14}\text{N}E_m$ -взаимодействий. Распределение по n_s сильно "уширяется", изменяя свою форму, с ростом A_t и A_p (A_p - массовое число снаряда). Распределение по n_g заметно обогащается случаями с большой множественностью выбитых нуклонов. Интересно, что хотя $\langle n_b \rangle$ слабо изменяется при переходе от pE_m к $^{14}\text{N}E_m$ -соударениям (табл.5), формы n_b -распределений в этих классах соударений существенно различны. В частности, n_b -распределение в $^{14}\text{N}E_m$ -событиях сильно обогащается случаями с $n_b = 0$; очевидной причиной этого является уже отмеченное в предыдущем разделе значительное перераспределение вероятностей взаимодействия с различными компонентами эмульсии при переходе от протонов к ^{14}N . Хорошо видно, что при изучении соударений с "чистыми" мишенями $\langle n_g \rangle$ должно возрасти, а $\langle n_s \rangle$ - увеличиваться сильнее, чем это отмечалось при анализе данных табл.5.

б) В n_k -распределении для $^{14}\text{N}E_m$ -соударений появился обеспеченный минимум при $n_k = 3$. Его природа ясна - она связана с увеличившимся числом взаимодействий с легкими компонентами эмульсии (H и CNO).

в) Сравнение экспериментальных данных с расчетами по каскадно-испарительной модели показывает, в общем, удовлетво-

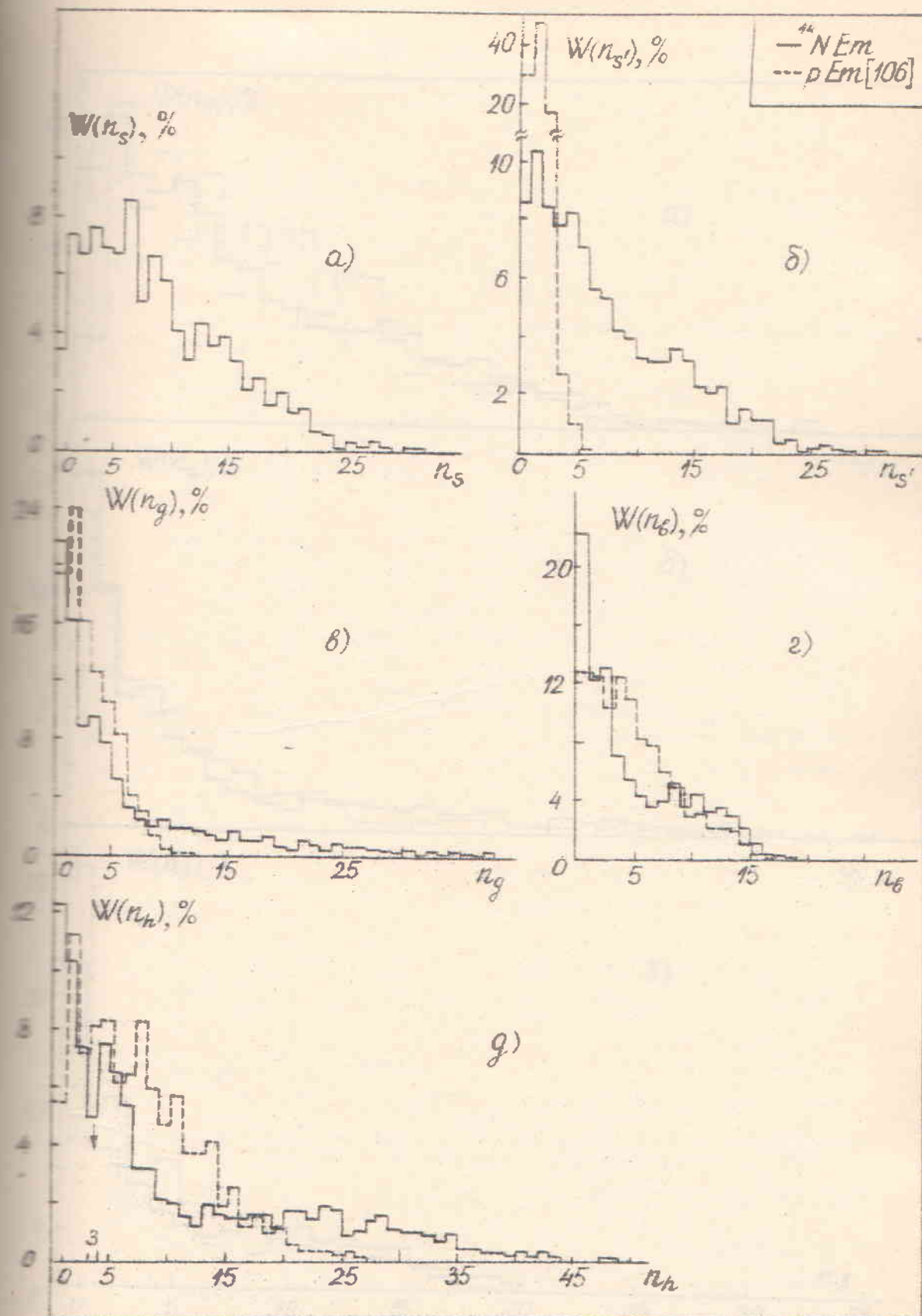


Рис.6. Распределения множественности различных типов вторичных частиц в $p\text{Em} - [106]$ и ^{14}NEm -соударениях.

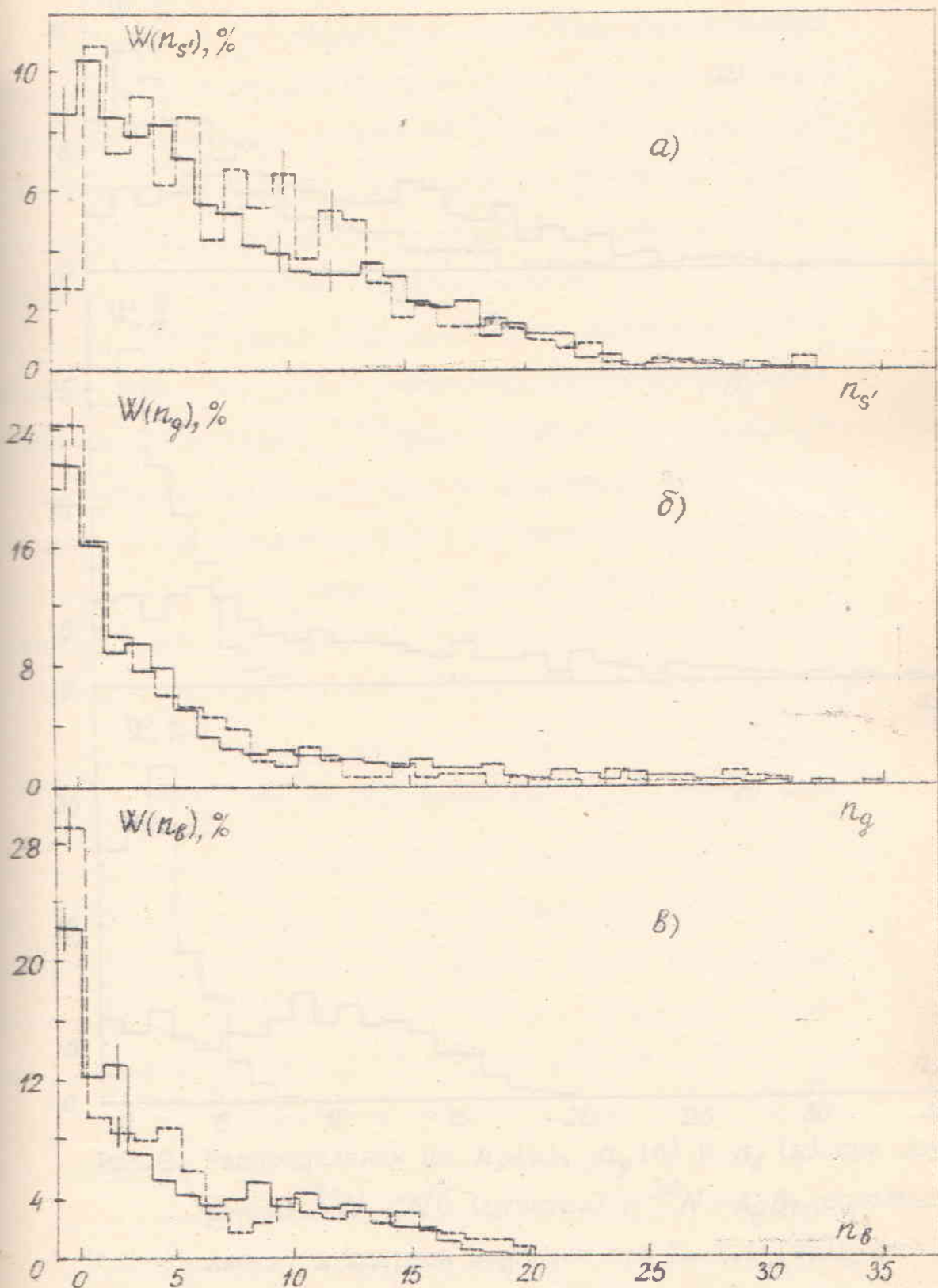


Рис.7. Распределения множественности заряженных вторичных частиц в ^{14}NEm -взаимодействиях. Пунктир - расчет по каскадно-испарительной модели [107]:

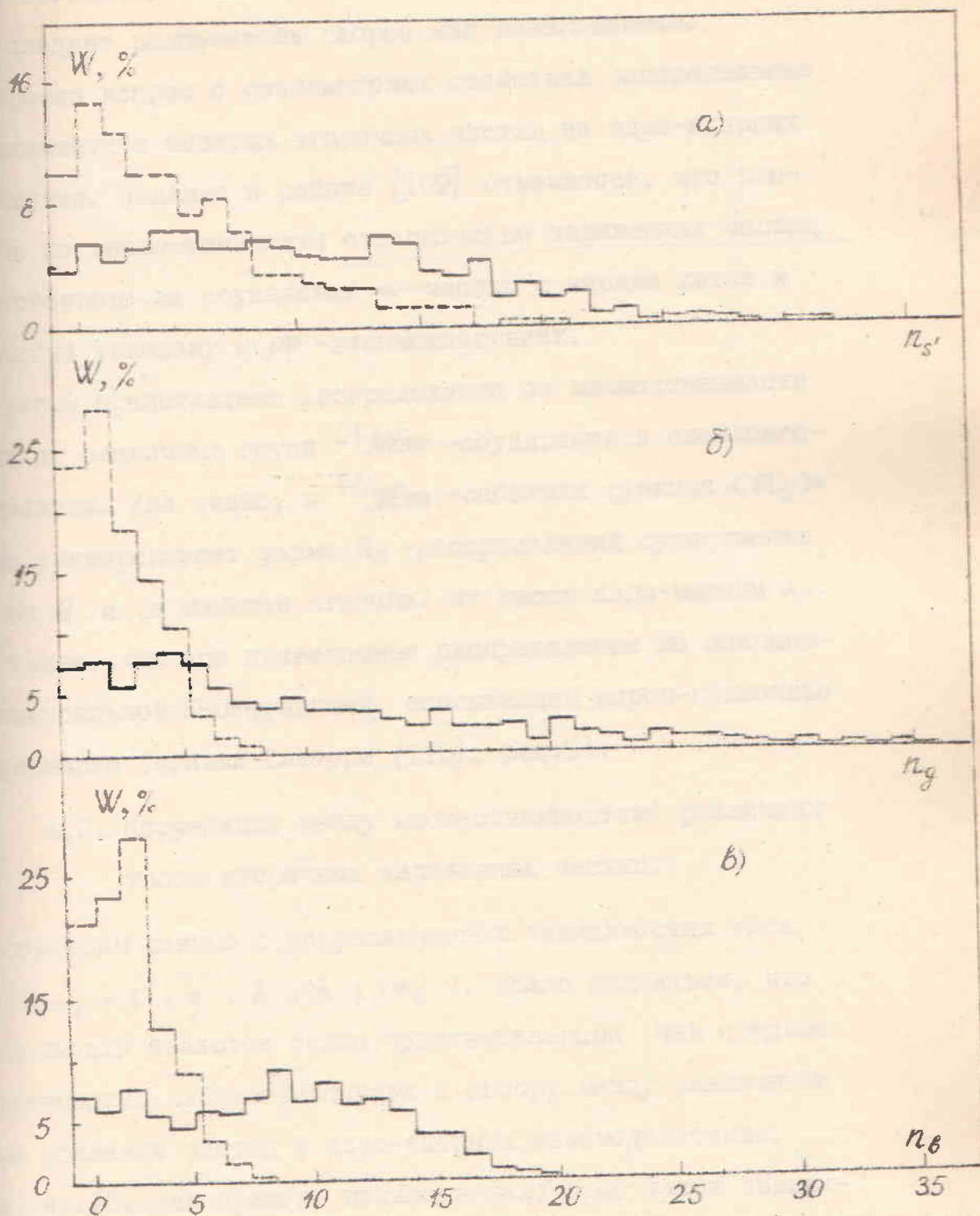


Рис.8. Распределения по $n_{s'}$ (а), n_g (б) и n_b (в) при соударениях $^{14}\text{N}-\text{CNO}$ (пунктир) и $^{14}\text{N}-\text{AgBr}$ (сплошные линии) в ядерной эмульсии при $T=2,1$ Гэв/нуклон.

согласие, хотя для испарительных (b) частиц это следует расценивать скорее как качественное.

Интересен вопрос о скейлинговых свойствах распределения множественности быстрых вторичных частиц из ядро-ядерных взаимодействий. Недавно в работе [109] отмечалось, что распределение по множественности отрицательно заряженных частиц (в основном) из соударений α -частиц с ядрами лития и подобно таковому в pp -взаимодействиях.

всего
распределения

На рис.9 представлены распределения по множественности частиц из различных групп ^{14}NEm -соударений в скейлинговых переменных. Как видно, в ^{14}NEm -событиях функция $\langle N_s \rangle$ не универсальна: форма N_s -распределений существенно зависит от Q и (в меньшей степени) от массы ядра-мишени A_t . Однако также, что все приведенные распределения не описываются универсальной КНО-функцией, описывающей адрон-нуклонные множественности (кривая Слэтери [110]; рис.9).

4.3. Корреляции между множественностями различных типов вторичных заряженных частиц.

Рассмотрим данные о корреляционных зависимостях типа $\langle N_i N_j \rangle$ ($i, j = s', g, b, h; i \neq j$). Можно надеяться, что эти зависимости являются более чувствительными (чем средние множественности) характеристиками к выбору между различными механизмами рождения частиц в ядро-ядерных взаимодействиях.

На рис.10, как пример, показаны некоторые такие зависимости в сравнении с рассчитанными по каскадной модели. Из результатов, представленных на этом рисунке, видно, что модель производит корреляции множественностей в ^{14}NEm -соударениях вполне удовлетворительно. Отметим, что общий вид показанных на рис.10 корреляционных зависимостей близок к тому, что

показано
✓ каскадная
также по
 $U_2 = 15$
в пак. "fr"
 $U_2 > 15$

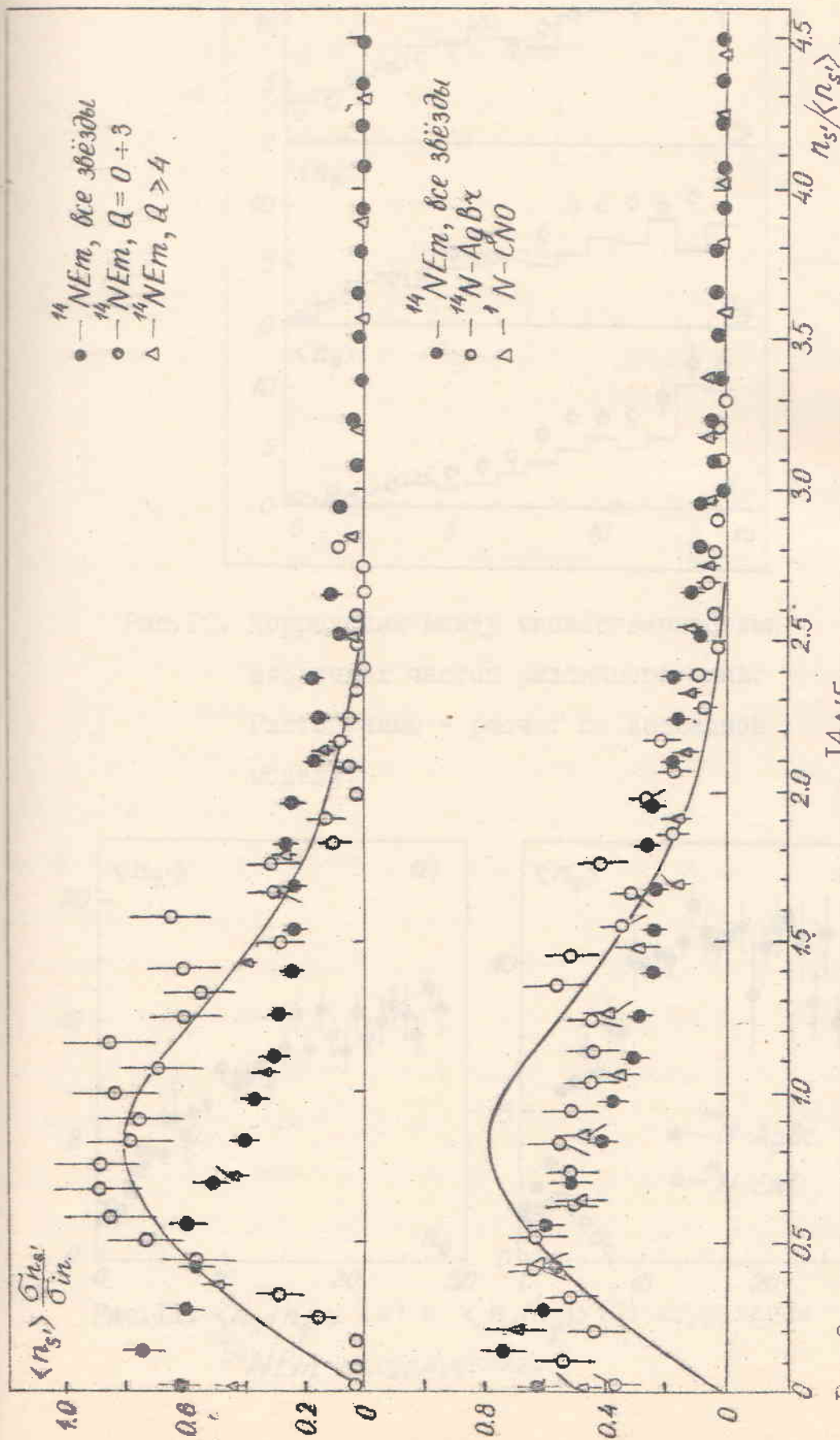


Рис.9. n_s -распределения в разных группах ^{14}NEm -соударений. Кривая - функция Слэтери [110].

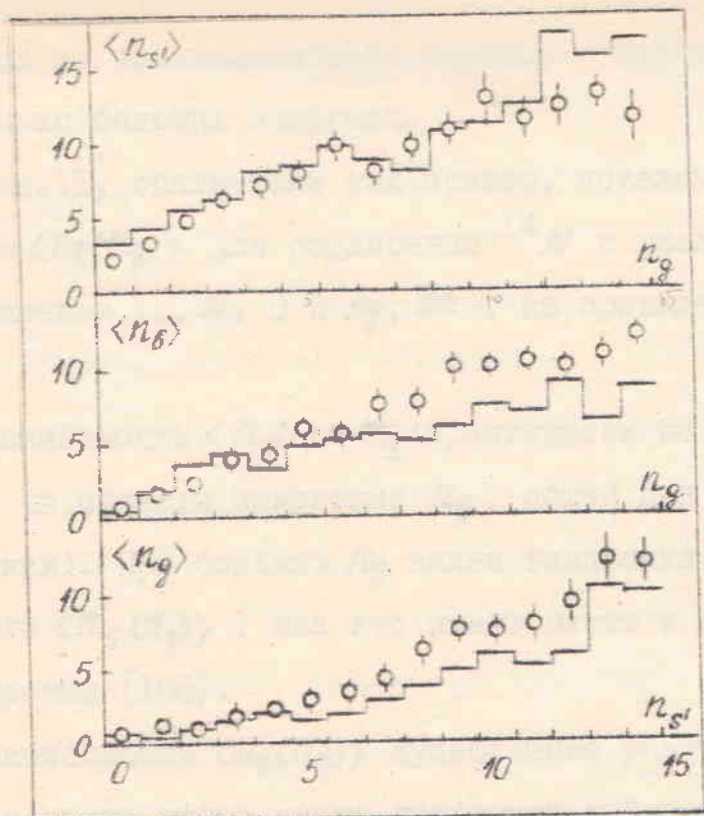


Рис.10. Корреляции между множественностями вторичных частиц различного типа.
Гистограммы - расчет по каскадной модели.

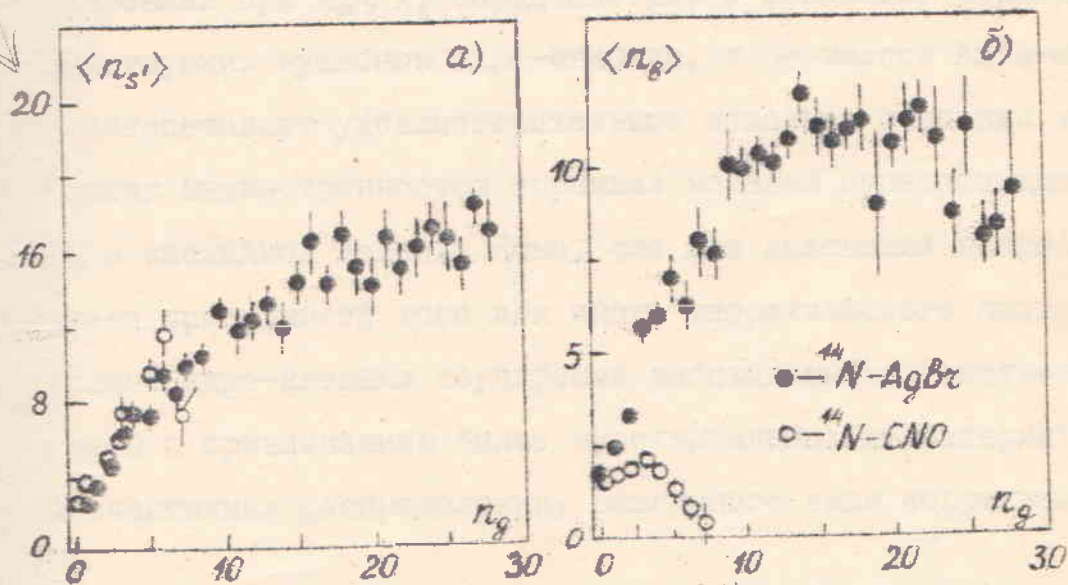


Рис.11. $\langle n_{s'}(n_g) \rangle$ (а) и $\langle n_{\delta}(n_g) \rangle$ (б) корреляции в ^{14}NEm -соударениях.

наблюдается во взаимодействиях адронов с ядрами [108], но при несколько больших энергиях.

На рис. II, опять-таки как пример, показаны зависимости $\langle n_s(n_g) \rangle$ и $\langle n_g(n_g) \rangle$ для соударений ^{14}N с различными группами ядер-мишеней (C, N, O и Ag, Br). Из приведенных данных следует:

а) Зависимость $\langle n_s \rangle$ от n_g практически не зависит от массы мишени (в области изменения n_g , общей для обеих групп столкновений). При больших n_g видна тенденция к "насыщению" зависимости $\langle n_s(n_g) \rangle$, как это имело место и для адрон-ядерных соударений [108].

б) Зависимости $\langle n_g(n_g) \rangle$ существенно различны. В этих зависимостях также четко видна тенденция к "насыщению" и, кроме того, при предельно больших $n_g < n_s$ уменьшается, что, очевидно, вызвано конечным числом нуклонов в ядрах-мишенях.

Таким образом, данные о корреляционных зависимостях также свидетельствуют о том, что рождение частиц в ядро-ядерных соударениях при $A_p < A_t$ определяется, в основном, числом взаимодействующих нуклонов ядра-снаряда, а не массой ядра-мишени. Это обеспечивает удовлетворительное описание основных характеристик множественностей в рамках моделей суперпозиционного типа и каскадной модели. Ясно, что для выяснения вопроса о степени пригодности того или иного теоретического подхода к описанию ядро-ядерных соударений необходимы количественные расчеты с привлечением более чувствительных характеристик (одночастичных распределений, различного вида корреляций).

А как
ср
22.15?

ГЛАВА 5. УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Значительный интерес вызывают угловые распределения различных типов вторичных частиц в ядро-ядерных взаимодействиях. Эти распределения и их характеристики (средние значения, стандартные отклонения и т.д.) могут быть более чувствительными к выбору между различными теоретическими моделями, чем множественности. Именно в угловых распределениях (для фрагментов ядра-мишени - сильноионизирующих частиц) ожидалось (и было получено экспериментальное указание - см. главу I) проявление эффектов образования ядерной ударной волны в ядерном веществе.

Весьма интересен также вопрос о зависимости угловых распределений "рожденных" частиц и продуктов фрагментации ядра-мишени от массового числа ядра-мишени и суммарного заряда взаимодействующих фрагментов ядра-снаряда Q , являющегося (гл. 4) мерой периферичности соударения. Эти зависимости также могут служить чувствительным тестом для проверки правильности различных теоретических подходов и поиска ядерных ударных волн. Последнее обстоятельство связано с тем, что явления, в которых может оказаться применимым гидродинамическое описание ядро-ядерных взаимодействий, могут, скорее всего, выполняться в центральных соударениях (т.е. событиях с малым Q).

Перейдем к анализу экспериментальных данных по угловым распределениям.

5.1. Сильноионизирующие частицы.

На рис. 12 приведены угловые распределения (по переменным $\cos \theta$) δ - и g -частиц из ^{14}NEm -взаимодействий в сравнении с аналогичными в pEm -соударениях при $T = 2,23$ Гэв [106]. На рис. 13, 14 соответственно показаны те же распределения

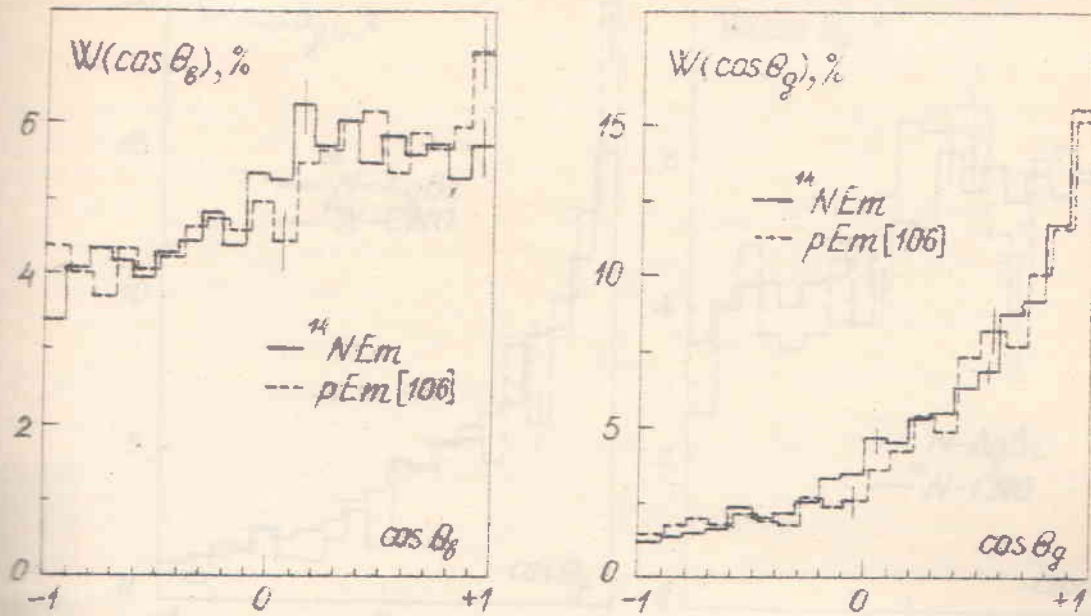


Рис.12. Угловые распределения δ - и q -частиц в $p\text{Em}$ - и ^{14}NEm -соударениях.

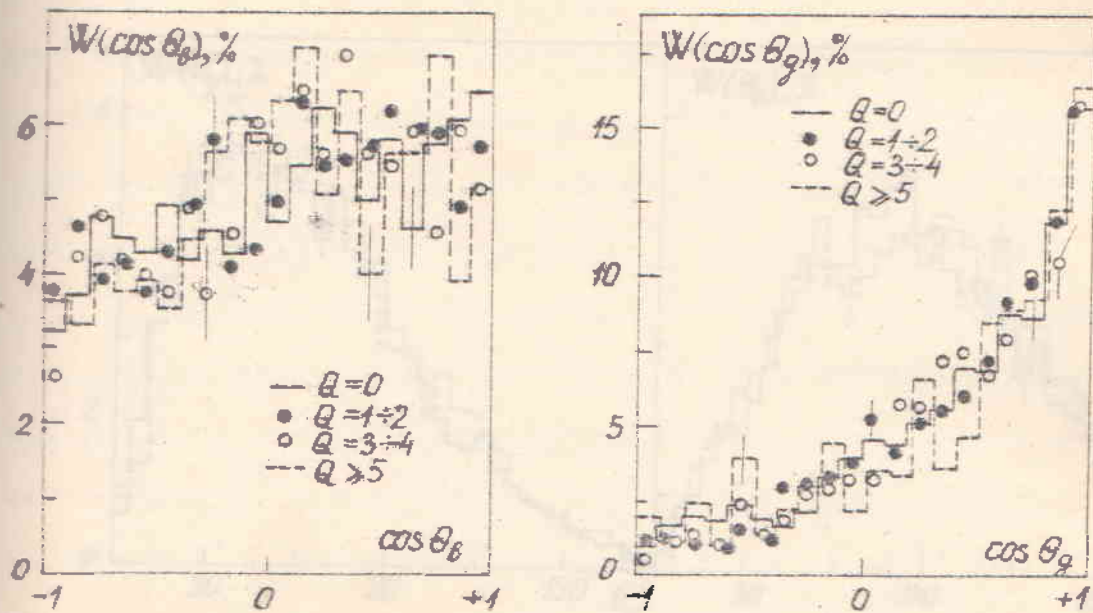


Рис.13. Угловые распределения δ - и q -частиц для разных Q -групп ^{14}NEm -взаимодействий.

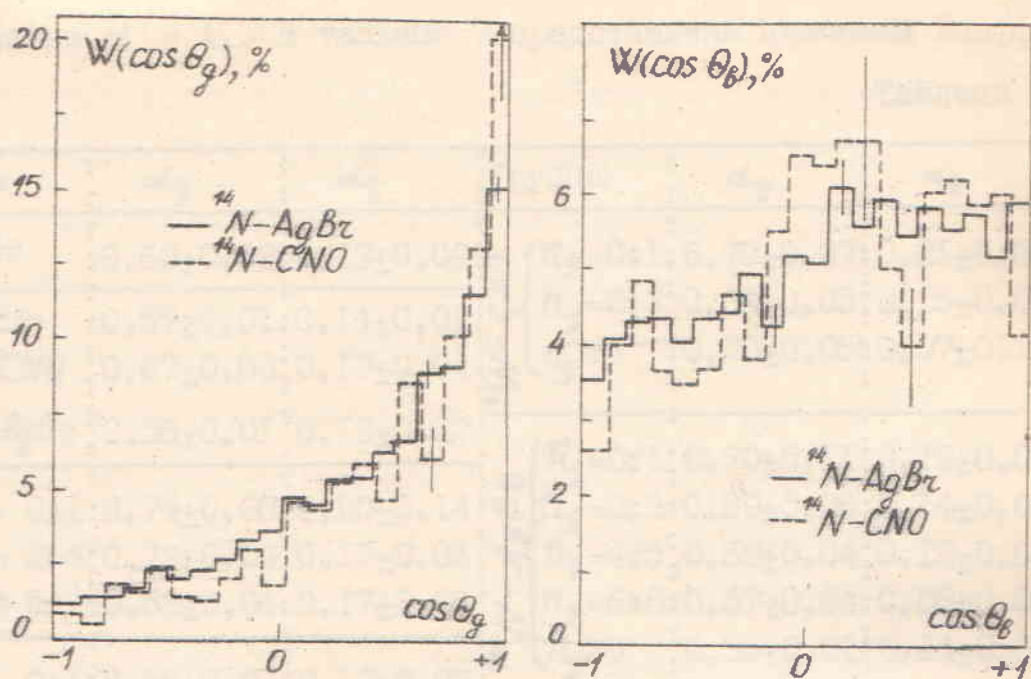


Рис.14. Угловые распределения q - и v -частиц при соударении ^{14}N с легкими (CNO) и тяжелыми (AgBr) компонентами эмульсии.

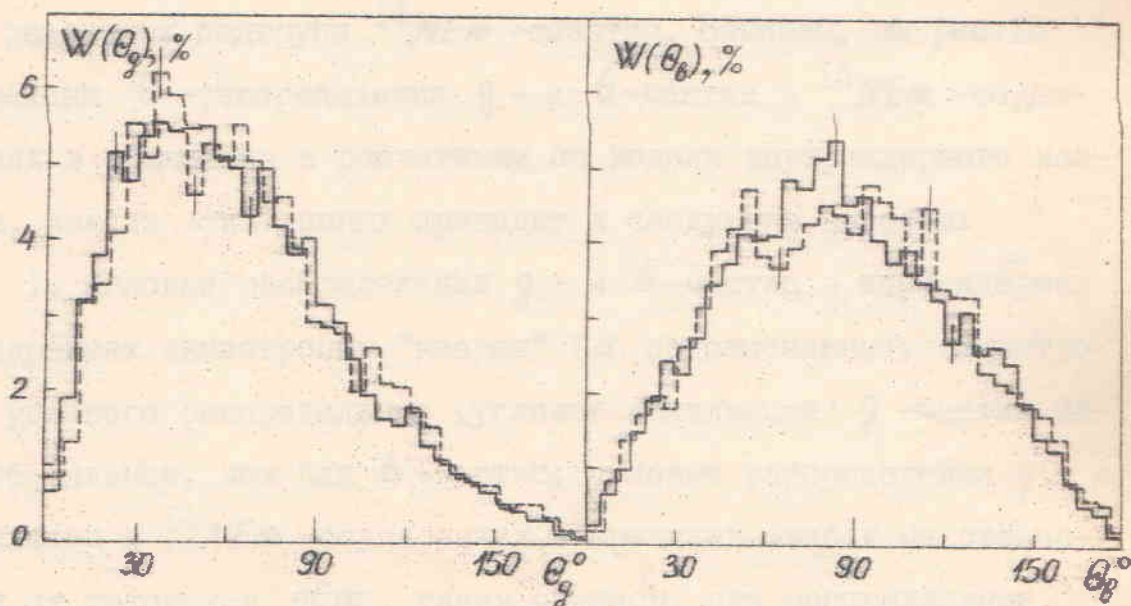


Рис.15. Угловые распределения сильноионизирующих частиц в ^{14}NEm -соударениях. Пунктир - предсказания каскадной модели.

при разных Q и A_t . В таблице 7 представлены значения коэффи-

Таблица 7.

Группа	α_g	α_b	Группа	α_g	α_b
$p-Em$	$0,60 \pm 0,02$	$0,13 \pm 0,02$	$^{14}N-CNO$	$n_g=0; 1: 0,70 \pm 0,07; 0,21 \pm 0,06$	
$^{14}N-Em$	$0,57 \pm 0,01$	$0,14 \pm 0,01$		$n_g=2; 3: 0,64 \pm 0,05; 0,15 \pm 0,07$	
$^{14}N-CNO$	$0,67 \pm 0,03$	$0,17 \pm 0,04$		$n_g \geq 4: 0,70 \pm 0,05; 0,07 \pm 0,12$	
$^{14}N-AgBr$	$0,56 \pm 0,01$	$0,13 \pm 0,02$	$^{14}N-AgBr$	$n_g=0; 1: 0,70 \pm 0,11; 0,19 \pm 0,07$	
$^{14}N-CNO$	$Q=0; 1: 0,74 \pm 0,06; 0,20 \pm 0,14$			$n_g=2; 3: 0,59 \pm 0,06; 0,14 \pm 0,05$	
	$Q=2+4: 0,72 \pm 0,04; 0,17 \pm 0,06$			$n_g=4; 5: 0,59 \pm 0,04; 0,12 \pm 0,04$	
	$Q \geq 5: 0,58 \pm 0,06; 0,17 \pm 0,06$			$n_g=6+8: 0,57 \pm 0,04; 0,08 \pm 0,04$	
$^{14}N-AgBr$	$Q=0; 1: 0,56 \pm 0,01; 0,12 \pm 0,02$			$n_g \geq 9: 0,55 \pm 0,01; 0,14 \pm 0,02$	
	$Q=2+4: 0,55 \pm 0,02; 0,16 \pm 0,03$				
	$Q \geq 5: 0,50 \pm 0,05; 0,14 \pm 0,04$				

циента асимметрии угловых распределений

$$\alpha = \frac{n_{\theta < \pi/2} - n_{\theta > \pi/2}}{n_{\theta < \pi/2} + n_{\theta > \pi/2}} \quad (28)$$

для различных подгрупп ^{14}NEm -событий. Наконец, на рис.15 приведены θ -распределения g - и b -частиц в ^{14}NEm -соударениях в сравнении с расчетными по модели внутриядерного каскада. Анализ этих данных приводит к следующим выводам:

1. Угловые распределения g - и b -частиц в ядро-ядерных соударениях анизотропны "вперед" (α положительны); анизотропия углового распределения (угловая коллимация) g -частиц намного сильнее, чем для b -частиц; угловые распределения g - и b -частиц в ^{14}NEm -соударениях в пределах ошибок не отличаются от таковых в pEm , таким образом, эти распределения оказываются замечательно устойчивыми к изменению массового числа A_p ядра-снаряда.

2. Угловые спектры сильноионизирующих частиц в ^{14}NEm -событиях практически не зависят и от Q (т.е. N_{int} - числа

$$\alpha_g(Q \geq 5) - \alpha_g(Q = 0+1) = 0,16 \pm 0,07$$

...ствующих нуклонов снаряда).

Угловые распределения $\bar{v}$ -частиц не зависят и от массы A_+ ; для g -частиц же имеется обеспеченная, хотя и добавая, зависимость от A_+ : коллимация g -частиц "вплеск" $^{14}N - AgBr$ -случаев несколько слабее, чем для ^{14}N - табл. 7 видно, что уменьшение α с ростом A_+ обусловлено в основном, его уменьшением с ростом N_g в группе с тяжелыми ядрами эмульсии (Ag, Br), т.е. наиболее его причиной является перераспределение нуклонов отдачи ядра-мишени.

Угловые спектры g - и $\bar{v}$ -частиц показывают удовлетворительное согласие с расчетами по каскадно-испарительной модели (рис. 15).

Хотя угловые распределения сильноионизирующих фрагментов и анизотропны, они не обнаруживают каких-либо статистически обеспеченных особенностей (аномалий), могущих быть связаны с механизмом типа ядерных ударных волн. Изучение угловых спектров позволяет, с другой стороны, сделать заключение о том, что извлечь достоверные сведения о наличии (или отсутствии) ударных волн, изучая одночастичные распределения, трудно; значительно более перспективен для этой цели анализ корреляционных эффектов (см. главу 6).

Показанная данными настоящего раздела замечательная устойчивость угловых распределений g - и $\bar{v}$ -частиц к изменению "внутренних" характеристик ядер-снаряда (Q и A_p) и мишени (N_g) свидетельствует об универсальности механизма образования этих частиц и согласуется с предположением о доминировании многочастичного (каскадного) механизма ядро-ядерных взаимодействий при рассматриваемых (несколько Гэв/нуклон) энергиях. Дополнительные (и, по нашему мнению, веские) аргументы

$D_b = 0$

$A_0 = 0.11 \pm 0.03$

сигналы

$15 = 0.83 \pm 0.07$

0.67 ± 0.07

0.74 ± 0.07

не обнаружены

в пользу этого предположения будут представлены при анализе корреляционных явлений (глава 6).

5.2. Ливневые частицы.

На рис.16 представлены распределения по $\cos \theta$ для S' -частиц из ^{14}NEm -соударений (о выделении из числа S -частиц не-прореагировавших однозарядных фрагментов ядра ^{14}N см. главу 3) в сравнении с распределениями S -частиц из $p\text{Em}$ -соударений при $T = 2,23$ Гэв, а на рис.17 - θ -распределение всех релятивистских (включая не-прореагировавшие фрагменты снаряда с любым Z) частиц в сравнении с расчетом по каскадно-испарительной модели.

Видно, что:

а) Угловое распределение "рожденных" частиц в ^{14}NEm -взаимодействиях очень близко к соответствующему в $p\text{Em}$; таким образом, для ливневых частиц угловые спектры в ядро-ядерных соударениях также не обнаруживают существенной зависимости от A_p - массового числа ядра-снаряда.

б) Рассчитанные по каскадной модели угловые распределения релятивистских частиц заметно отличаются от экспериментальных, хотя, как мы видели в предыдущей главе, средние множественности S -частиц в модели и на опыте приблизительно равны. Особенно велико расхождение между моделью и опытом в задней полусфере ($\theta > \pi/2$): модель существенно переоценивает число S -частиц в этой кинематической области. Было бы заманчивым интерпретировать это расхождение как проявление каких-либо "коллективных" эффектов, ясно, однако, что без дополнительных аргументов эта интерпретация является довольно спекулятивной. Тем не менее отмеченное расхождение представляется нам интересным; интересен также вопрос (открытый в настоящее

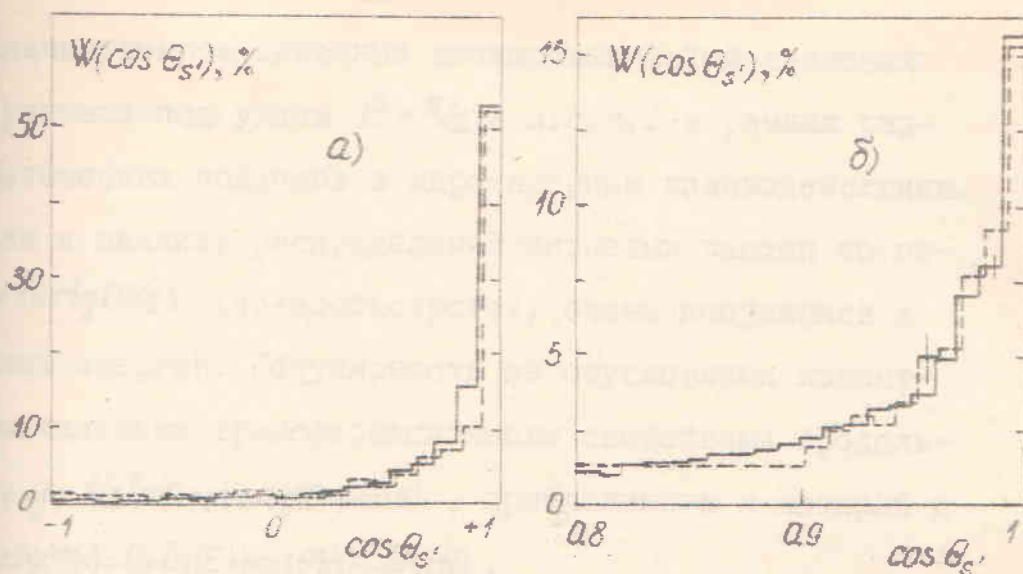


Рис.16. Угловые распределения "рожденных" частиц в pEm (пунктирная гистограмма) [106] - и ^{14}NEm -взаимодействиях.

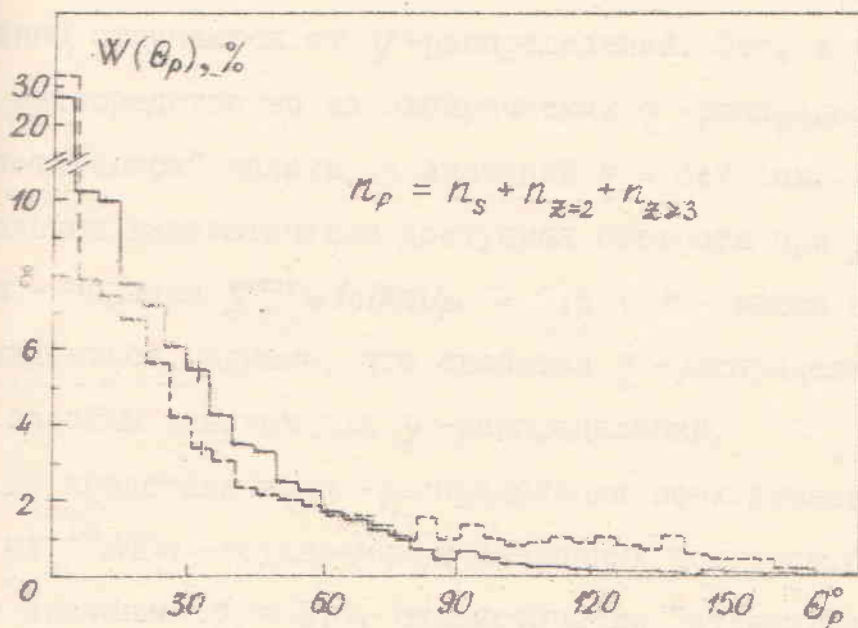


Рис.17. θ -распределение всех релятивистских (n_p) частиц. Пунктир - предсказания каскадной модели.

о количественном описании множественностей ливневых частиц, испущенных под углом $\theta > \pi/2$ в л.с.к., в рамках различных теоретических подходов к ядро-ядерным взаимодействиям.

Перейдем к анализу распределений ливневых частиц по псевдобыстроте $\eta = \ln \text{ctg}(\theta/2)$ (псевдобыстроте), очень популярной в высоких энергиях. Популярность её обусловлена известными и замечательными трансформационными свойствами продольной быстроты $y = 1/2 \ln(E + p \cos \theta) / (E - p \cos \theta)$, приближением к которой и является $\ln \text{ctg}(\theta/2) = 1/2 \ln(E + p \cos \theta) / (E - p \cos \theta)$.

При анализе η -распределений в изучаемых нами взаимодействиях следует иметь в виду, что вследствие небольшой первичной энергии (и следовательно небольших импульсов S -частиц) заметной примеси релятивистских протонов в ядро-ядерных столкновениях η -распределения в $I^4 NEm$ -событиях, вероятностно отличаются от y -распределений. Это, в частности видно непосредственно из эмпирических η -распределений, которые "простираются" вплоть до значений $\eta = 6 \pm 7$ (см. ниже); максимальная кинематически доступная быстрота при $p_0 \approx 3$ г/нуклон - порядка $y^{\max} \approx \ln(2p_0)/\mu = 3,8$ (μ - масса пиона). Можно надеяться, однако, что свойства η -распределений существенно подобны таковым для y -распределений.

На рис. 18 представлены η -распределения всех ливневых частиц из $I^4 NEm$ -столкновений и различных подгрупп. Стрелкой показано значение $\eta_0 \approx 3,6$, статистически "отделяющее" взаимодействовавшие однозарядные фрагменты ядра-снаряда от "рожденных" частиц (произошедших фрагментов снаряда).

Физический смысл η_0 : число не взаимодействовавших однозарядных фрагментов снаряда при $\eta < \eta_0$ равно числу "рожденных" частиц с $\eta > \eta_0$. Значение η_0 легко найти по данным рис. 3.

$$y^{\max} = \ln \frac{E}{m_p \cdot m_\pi} = 3.68$$

How about particles with $z \neq \pm 1$ emitted at $\theta < 2.5^\circ$ - you have momentum measurements (momentum of fragments)

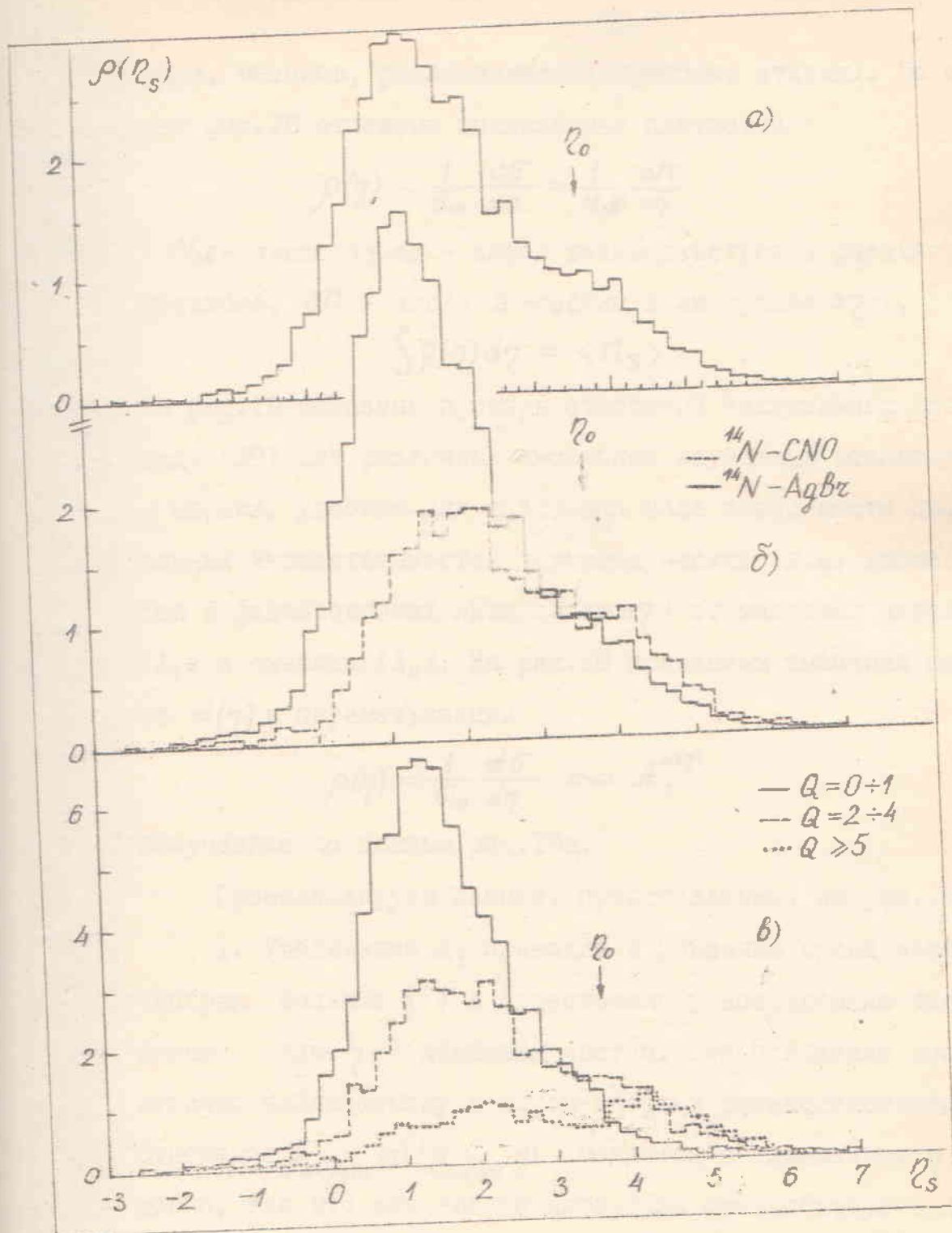


Рис.18. Распределения по псевдобыстроте всех однозарядных релятивистских частиц в ^{14}NEm -столкновениях.

ряда, мезонов, релятивистских протонов отдачи). По оси ординат рис.18 отложены инклюзивные плотности

$$\rho(\eta) = \frac{1}{6_{in}} \frac{d\sigma}{d\eta} \approx \frac{1}{N_{38}} \frac{\Delta n}{\Delta\eta} \quad (29)$$

(N_{38} - число звезд - актов взаимодействия в рассматриваемом ансамбле, Δn - число S-частиц в интервале $\Delta\eta$), так что

$$\int \rho(\eta) d\eta = \langle n_s \rangle \quad (30)$$

На рис.19 показаны примеры отношений инклюзивных плотностей вида (29) для различных ансамблей изучаемых взаимодействий с ядрами, удобных для выяснения вида зависимости дифференциальных множественностей ливневых частиц (т.е. множественностей в фиксированных интервалах $\Delta\eta$) от массовых чисел мишени (A_t) и снаряда (A_p). На рис.20 приведены значения показателя $\alpha(\eta)$ в параметризации

$$\rho(\eta) = \frac{1}{6_{in}} \frac{d\sigma}{d\eta} \sim A_t^{\alpha(\eta)} \quad (31)$$

полученные по данным рис.19а.

Проанализируем данные, представленные на рис.18-20.

1. Увеличение A_t приводит к убыванию числа наиболее быстрых (большие η) и существенному возрастанию числа медленных (малые η) ливневых частиц. Это поведение вполне аналогично наблюдаемому в адрон-ядерных взаимодействиях [108]. Отношение $\rho_{N-A_{962}}(\eta)/\rho_{N-CNO}(\eta)$ меняется с изменением η монотонно, так что для любого интервала псевдобыстроты имеется A_t -зависимость инклюзивной плотности $\rho(\eta)$. Исключение составляет точка η'_0 , где это отношение равно 1. При $\eta > \eta'_0$ $z(\eta) < 1$ и неравенство тем сильнее, чем больше η , при $\eta < \eta'_0$ $z(\eta) > 1$ и тем больше, чем меньше η . Интересно, что значения η'_0 , при которых отношения инклюзивных плотностей на тяжелой и легкой мишенях равны единице, приблизительно равны значению η_0 , отделяющему неспровоцировавшие фрагменты снаряда от

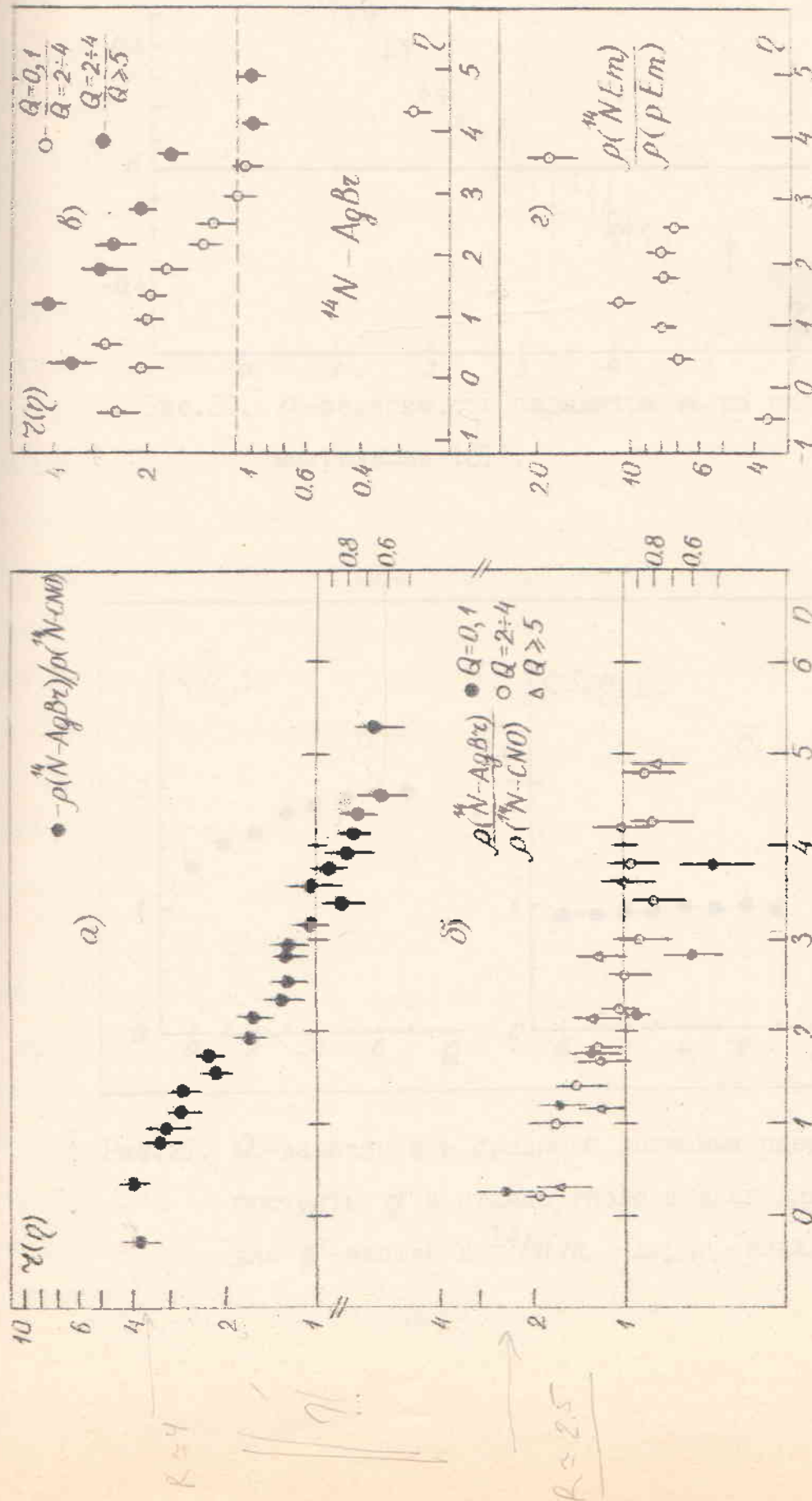


Рис.19. Отношения инклюзивных q -спектров ^{14}NEm -соударений. Данные для pEm -соударений на рис.19г взяты из работы [103].

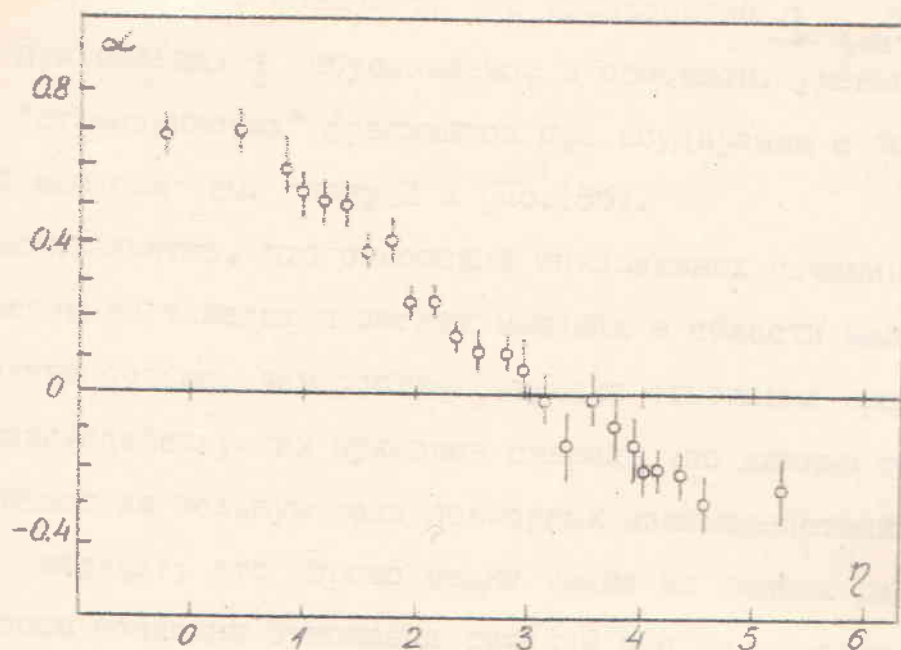


Рис.20. η -зависимость параметра α из параметризации (3I).

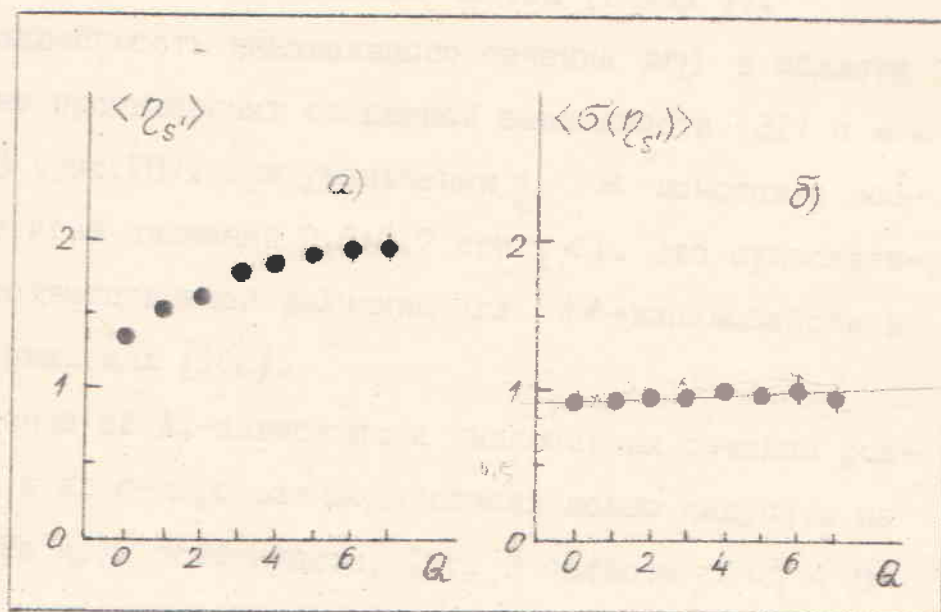


Рис.21. Q -зависимость среднего значения псевдобыстроты η и стандартного отклонения $\sigma(\eta)$ для S' -частиц в ^{14}NEm -соударениях.

"рожденных" частиц. Это означает, что неравенство $\rho_{\text{н-н}}(\eta)/\rho_{\text{с-с}}(\eta) < 1$ при больших η обусловлено, в основном, уменьшением числа "стриппинговых" фрагментов при соударении с бо-
же тяжелой мишенью (см. главу 3 и рис.18б).

То обстоятельство, что отношения инклюзивных сечений частиц на тяжелых и легких мишенях в области малых η значительно больше, чем соответствующие отношения средних чисел взаимодействующих нуклонов снаряда (по данным табл.2), указывает на большую роль повторных взаимодействий внутри ядра (каскад); это хорошо видно также из данных рис.18б, на котором показаны отношения сечений при фиксированном Q . Данные рис.18-20 свидетельствуют, по-видимому, о некорректности простых моделей суперпозиционного типа, хотя и довольно удовлетворительно описывают A_t -зависимость средних множественностей ливневых частиц (глава 4).

2. A_t -зависимость инклюзивного сечения $\rho(\eta)$ в области больших η не противоречит степенной зависимости (31) с $\alpha = -0,2 \div -0,3$ (рис.20). При уменьшении η α монотонно возрастает, достигая значений $0,6 \div 0,7$ при $\eta < 1$. Это существенно больше соответствующей величины для hA -взаимодействий на высоких энергиях [108].

3. Сведения об A_p -зависимости инклюзивных сечений рождения частиц в ядро-ядро взаимодействиях можно получить из данных рис.19в и, в особенности, 19г. В области $0 < \eta < 3$ это область наибольшей "заселенности" S' -частиц (рис.18)) отношение $\rho_{\text{н-н}}(\eta)/\rho_{\text{с-с}}(\eta)$ приближенно постоянно (рис.19г), а отношения плотностей при фиксированных Q - подобны (рис.19в). Это свидетельствует о том, что с увеличением A_p инклюзивные плотности в ядро-ядерных соударениях увеличивается приблизительно равномерно за исключением области очень больших η .

где доминируют непрореагировавшие фрагменты снаряда, и, возможно, очень малых η (задняя полусфера в л.с.к.), где могут проявляться коллективные (кумулятивные?) явления.

В любом случае, кажется вероятным, что зависимости типа представленных на рис.18-20 могут служить чувствительным тестом для количественной проверки различных моделей ядро-ядерных соударений. К сожалению, какие-либо расчеты подобных характеристик в настоящее время отсутствуют.

На рис.21 показана Q -(и N_{int} -) зависимость среднего значения $\langle \eta \rangle$ и стандартного отклонения $\sigma(\eta)$ η -распределения S' -частиц. Из рисунка видно, что:

а) С уменьшением Q (увеличением N_{int}) центры распределений смещаются в область меньших η (это видно и из рис. 18) вследствие увеличения числа медленных частиц.

б) Ширина (стандартное отклонение) η -распределений замечательно устойчива (слабо уменьшается) к изменению Q (и N_{int}).

В таблице 8, как пример, представлены значения $\sigma(\eta)$ для

Таблица 8.

Группа	$\sigma(\eta)$	Группа	$\sigma(\eta)$
$^{14}N - AgBr$		$^{14}N - AgBr$	
$n_g = 0;1$	$0,95 \pm 0,02$	$Q = 0;1$	$0,92 \pm 0,01$
$n_g = 2;3$	$0,94 \pm 0,02$	$Q = 2;4$	$0,96 \pm 0,01$
$n_g = 4;5$	$0,98 \pm 0,02$	$Q \geq 5$	$1,00 \pm 0,02$
$n_g = 6;8$	$0,91 \pm 0,02$		
$n_g \geq 9$	$0,90 \pm 0,01$		

S' -частиц в зависимости от Q и n_g для $^{14}N - AgBr$ -событий. Как видно из этих данных, ширина η -распределений слабо уменьшается с ростом n_g и N_{int} .

Как было показано в [III], в моделях адрон-ядерных соу-

и ядро-ядерных столкновений, в которых соударение "трубка-трубка" или "трубка-трубка" полностью отождествляется с адрон-нуклонным соударением при соответствующей энергии с.ц.м. (так называемая модель "когерентной трубки" [112]), должен иметь место рост ширины "продольных" распределений с увеличением массовых чисел A_t и A_p , обусловленный увеличением эффективной энергии столкновения и экспоненциальным ростом (с увеличением энергии) дисперсии распределений в элементарном акте. Наши данные (рис. 1.10, табл.8) показывают, что $\sigma(\eta)$ не увеличивается^{*)} с ростом N_{int} (уменьшением Q) и ростом N_d . Таким образом модель СТМ качественно противоречит опыту в рассматриваемой области энергий. Дополнительные аргументы в пользу сомнения в неприменимости моделей чисто коллективного типа к глобальному описанию рождения частиц в ядро-ядерных взаимодействиях при рассматриваемых энергиях будут даны в следующей главе.

^{*)} Если рассматривать η -распределения всех s -частиц, вывод усиливается.

ГЛАВА 6. КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Довольно слабая чувствительность стандартных характеристик (множественности, одночастичные анклазные распределения) процесса множественной генерации частиц к выбору между различными, часто противоречащими друг другу по лежащим в их основе физическим предположениям, моделями привела к необходимости поиска новых характеристик - в первую очередь много-частичных (корреляционных) явлений. К настоящему времени сравнительно обширная информация по этому вопросу получена для элементарного акта (hN -соударения), значительно меньшая - для hA -взаимодействий и практически в зачаточном (Черновик) состоянии находится изучение корреляций в ядро-ядерных столкновениях.

6.1. "Продольные" корреляции. Поиск ядерных ударных волн.

Наиболее широкое распространение в физике множественных процессов приобрел метод корреляционных функций [113]. Опыт их использования для анализа hN - и hA -соударений показал, что они чувствительны к так называемым "коротким" корреляциям, т.е. к обнаружению преимущественного вылета частиц с близкими значениями какой-либо кинематической переменной (например, скорости), хотя на них сильно оказываются различные эффекты неоднородности изучаемых событий в ансамбле, приводящие к псевдокорреляциям.

Это обстоятельство привело нас [114] к идее использования аппарата корреляционных функций для поиска ядерных ударных волн (ЯУВ) при столкновениях релятивистских ядер и получения дополнительной информации о механизме рождения частиц в этих столкновениях. Действительно, общим предсказанием

моделей ЯУВ [59, 115-120] является преимущественное направление частиц - фрагментов ядра-мишени в направлении, перпендикулярном поверхности конуса Маха^{*}), это с необходимостью приводит к появлению "коротких" (по угловым переменным) корреляций между этими частицами.

В реальных ядрах конус Маха может быть существенно размыт из-за фермиевского движения внутриядерных нуклонов или деформаций, однако количественные расчеты [120] показывают, что степень "размывания" относительно невелика ($\sim 20^\circ$), что "короткодействующий" характер корреляций должен сохраниться.

В качестве аргументов двухчастичных корреляционных

$$C_2(z_1, z_2) = \frac{1}{\sigma_m} \frac{d^2 \sigma}{dz_1 dz_2} - \frac{1}{\sigma_m^2} \frac{d\sigma}{dz_1} \frac{d\sigma}{dz_2} \quad (32)$$

$$R_2(z_1, z_2) = \sigma_m \frac{d^2 \sigma}{dz_1 dz_2} / \frac{d\sigma}{dz_1} \frac{d\sigma}{dz_2} - 1 \quad (33)$$

можно выбрать $z = \cos \theta$ для фрагментов ядра-мишени (сильно релятивистских частиц) и $z = \gamma = \ln ctg(\theta/2)$ (псевдобыстрота)

"рожденных" (релятивистских) частиц. Для исключения различных псевдокорреляционных эффектов мы провели во всех случаях моделирование (по методу Монте-Карло) искусственных соотношений по модели независимого испускания частиц (IEM), в которой:

а) углы вылета всех типов частиц попарно независимы;

б) распределения по всем типам вторичных заряженных

частиц в точности совпадают с соответствующими в каждом изу-

не рассматриваем сейчас то обстоятельство, что образование четко выраженных конусов Маха при столкновениях с ядрами при относительно небольших A может быть затруднено.

в реальном ансамбле ^{14}NEm -соударений;

в) угловые распределения $d\delta/dz$ всех типов частиц в точности совпадают с соответствующими реальными "полуинклюзивными" (т.е. при фиксированных n_6, n_9, n_5) распределениями в каждом реальном ансамбле.

Наиболее заметным "дефектом" используемой для получения "фоновых" значений C_2 и R_2 модели ^{14}NEm является неучет корреляционных связей, возможно имеющих место в реальных событиях из-за действия законов сохранения энергии-импульса (кинематических корреляций). Однако, как было показано в [121], неучет законов сохранения лишь усиливает значимость регистрации "коротких" корреляций при получении на опыте неравенств $C_2^{\text{экс}} > C_2^{\text{IEM}}$ или $R_2^{\text{экс}} > R_2^{\text{IEM}}$. Отметим также, что по господствующим воззрениям на механизм образования сильноионизирующих частиц не приходится ожидать сильных кинематических корреляций между ними (в "рожденных" частицам это не относится).

Наконец, для оценки чувствительности предлагаемого нами метода для обнаружения ЯУВ мы моделировали также искусственные события, угловые спектры в которых для g -частиц соответствовали расчету [119], а для b -частиц - эмпирическому инклюзивному z -распределению из работы [35], в которой (в противоречии с нашими данными (глава 5)) были обнаружены пики в угловых распределениях сильноионизирующих частиц^{ж)}.

Экспериментальные и расчетные значения C_2 для ^{14}NEm -

ж) Отметим, что статистика нашей работы в несколько раз превосходит статистику работы [35] по взаимодействиям ионов ^{16}O при 2,1 ГэВ/нуклон с ядрами AgCl .

соударений (для значений $Z_1 \approx Z_2$ - диагонали корреляционной матрицы и некоторых её "строк") представлены, как пример, на рис. 22. Аналогичная картина наблюдается и при любых других значениях Z_1, Z_2 и в любых подгруппах ^{14}NEm -соударений. Отметим, что образование ЯУВ может происходить преимущественно в "центральных" соударениях ядер, т.е. в подгруппах событий с малыми Q и (или) большими $P_{\text{н}}$). Можно заключить, что:

1. Метод корреляционных функций чувствителен к обнаружению ЯУВ.
2. Данные не противоречат гипотезе независимого испускания β - и g -частиц в ядро-ядерных соударениях при энергиях в несколько Гэв/нуклон.
3. Отсутствие корреляций противоречит гипотезе о заметной роли ЯУВ в ядро-ядерных соударениях при рассматриваемых энергиях и для легких ядер-снарядов.

Для наглядности на рис. 23 (снова как пример) показаны распределения $d\phi/d|\theta_1 - \theta_2|$ по модулю разности углов вылета для β - и g -частиц из ^{14}NEm -взаимодействий вместе с расчетными по описанным выше моделям, а также простейшим "фоновым" распределением, вытекающим из предположения о том, что $d\phi/dz = \text{const}$ (изотропное в пространстве угловое распределение). Данные рис. 23 для β -частиц не противоречат этому предположению (хотя, как мы знаем из данных главы 5, это - лишь грубое приближение), для g -частиц наблюдается превышение над "фоном" в области $\Delta\theta = |\theta_1 - \theta_2| \leq 35^\circ$, обусловленное, очевидно, сильным отклонением $d\phi/dz$ для этих частиц от равномерного вида (глава 5). Если даже отнести этот избыток к ЯУВ (что, конечно, неверно), верхняя граница сечения этого процесса для ^{14}NEm -соударений составит всего $0,05 \sigma_{\text{in}}^{^{14}\text{NEm}}$,

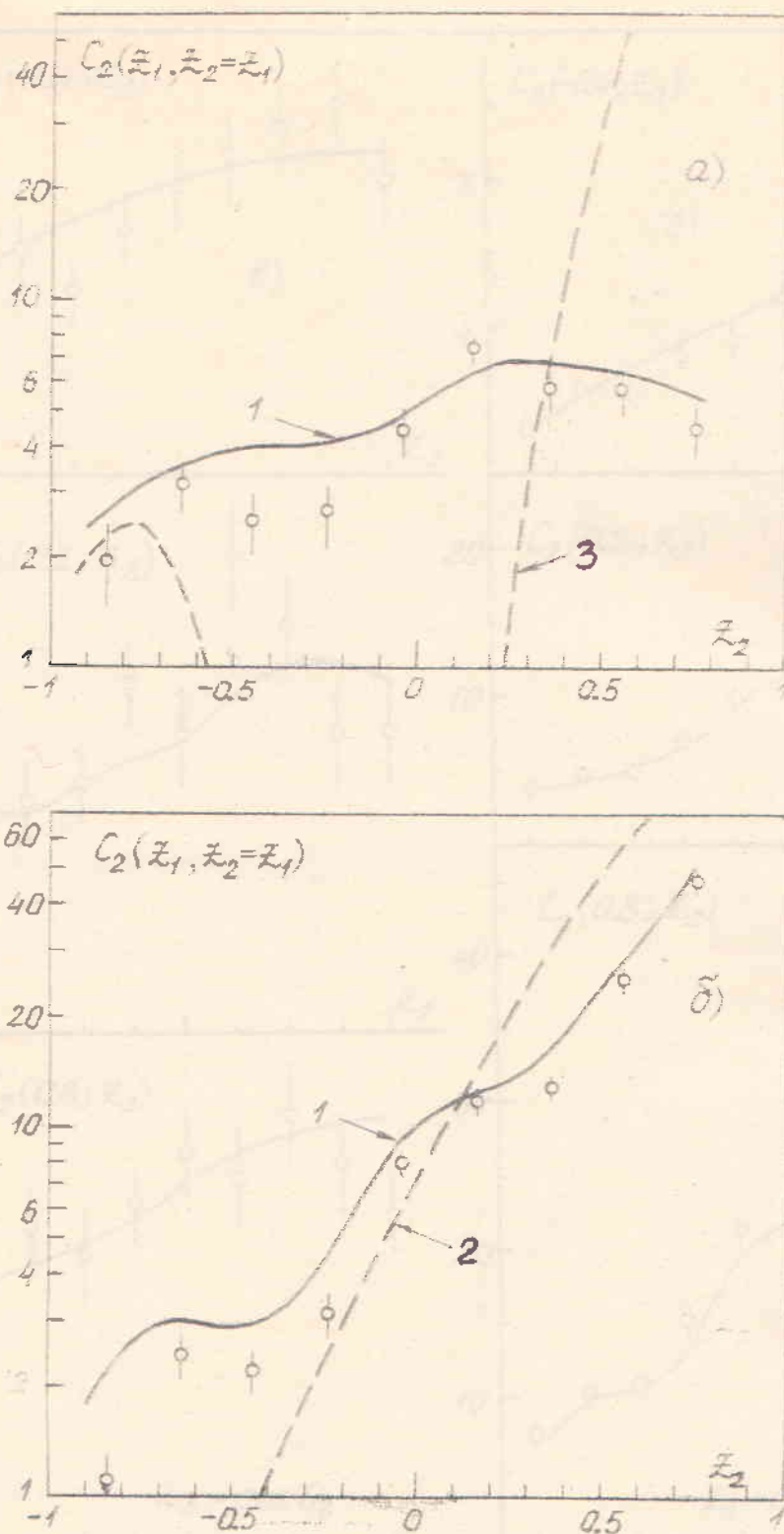


Рис.22. Корреляционные функции $C_2(z_1, z_2=z_1)$ для β -частиц (а) и g -частиц (б) из ^{14}NEm -соударений. Кривые: 1 - независимое испускание частиц, 2 - расчет для ЯУВ [119], 3 - в соответствии с $\frac{d\sigma}{d\theta}$ из [35].

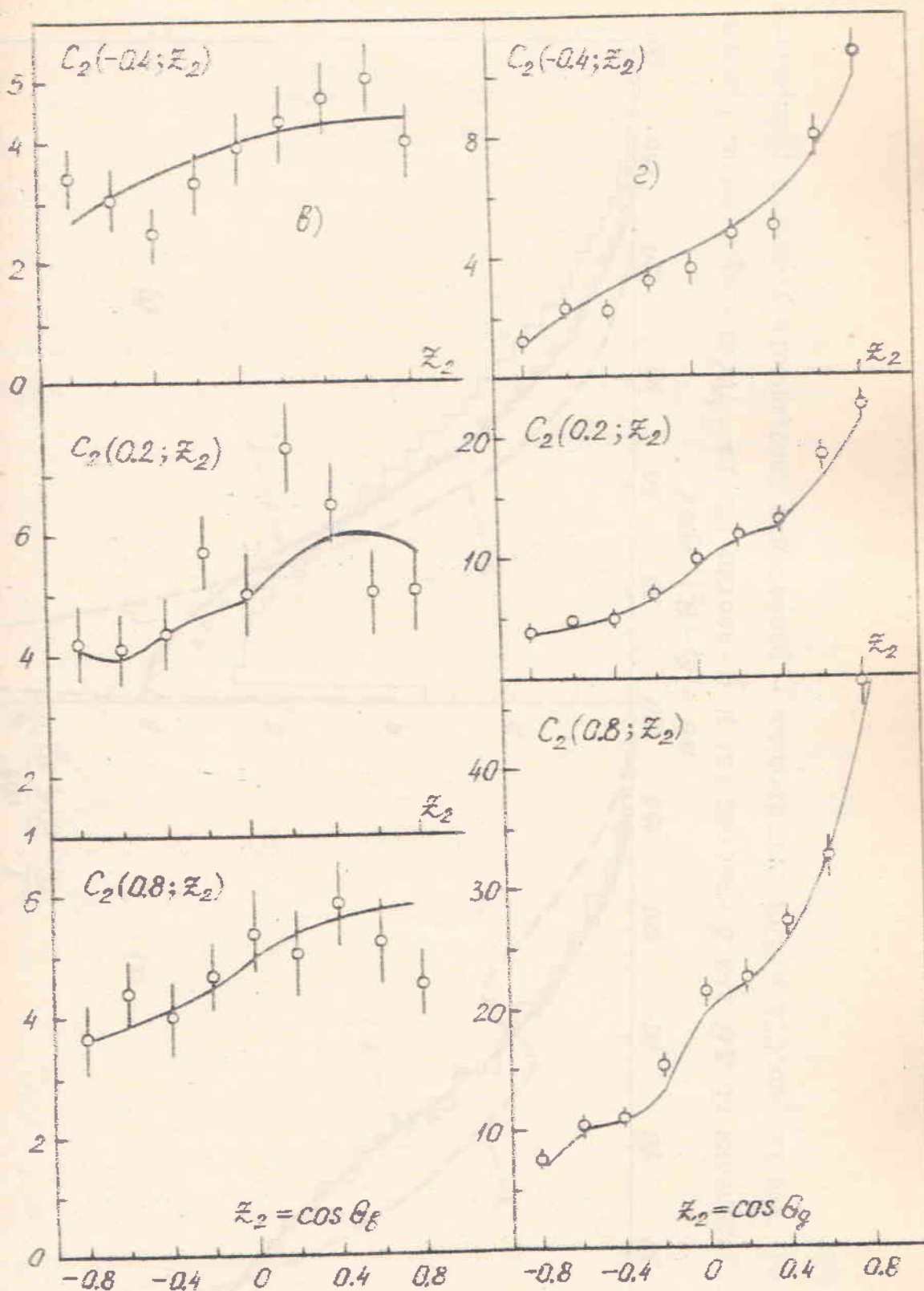


Рис. 22. Двухчастичная корреляционная функция $C_2(z_1, z_2)$ для b -частиц (б) и q -частиц (г) в ^{14}NEm -соударениях. Кривые - расчет по модели независимого испускания частиц (IEM).

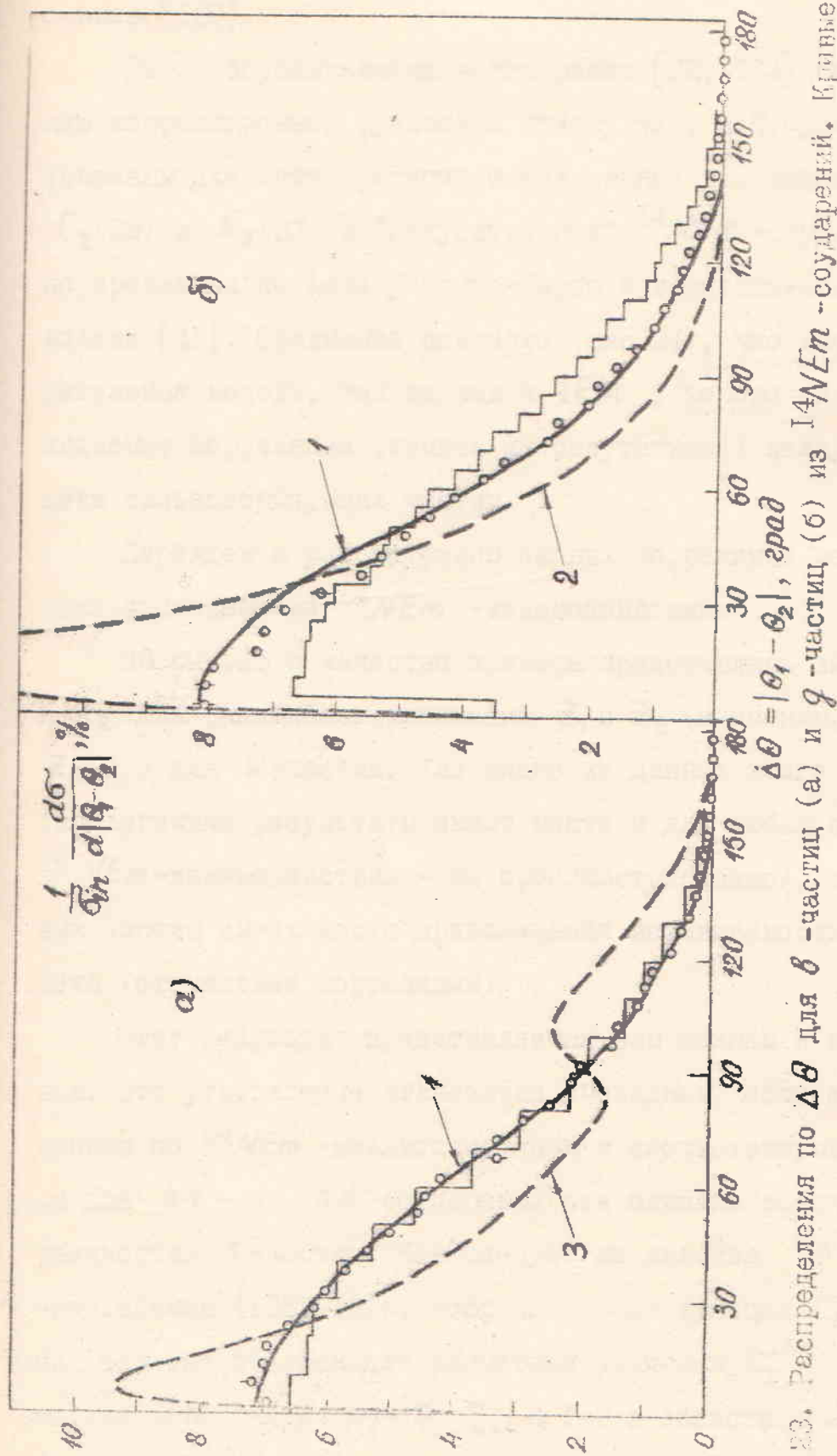


рис. 23. Распределения по $\Delta\theta$ для δ -частиц (а) и q -частиц (б) из ^{14}NEm -соударений. Кривые те же, что на рис. 22а и 22б; гистограмма - расчет для изотропного углового распределения.

что существенно меньше предсказываемого рядом моделей, например [120].

После опубликования наших работ [32, 114] по применению корреляционных функций и поиску ЯУВ, К.К.Гудимой и В.Д.Тонеевым для интерпретации наших данных был выполнен расчет $C_2(32)$ и $R_2(33)$ в "искусственных" I^4NEm -соударениях, генерированных по методу Монте-Карло в каскадно-испарительной модели [41]. Сравнение показало (рис.24), что каскадно-испарительная модель, так же как и IEM , хорошо описывает наблюдаемые корреляции (точнее их отсутствие!) между углами вылета сильноионизирующих частиц. 71
> (рис. 24)

Перейдем к рассмотрению парных корреляций между ливневыми частицами из I^4NEm -взаимодействий.

На рис.25 в качестве примера представлены значения C_2 и R_2 для различных комбинаций Z_1 и Z_2 (напомним, что здесь $Z=2$) для s' -частиц. Как видно из данных этого рисунка (аналогичные результаты имеют место и для любых подгрупп I^4NEm -взаимодействий - не проиллюстрировано), и для ливневых частиц имеет место приближенная независимость углов вылета (отсутствие корреляций).

Этот результат представляется нам важным и нетривиальным. Это утверждение становится очевидным, если сравнить данные по I^4NEm -взаимодействиям с соответствующими данными для hN - и hA -соударений при близких средних множественностях S -частиц. Как следует из анализа hN - и hA -соударений [108, 121], корреляционные функции C_2 и R_2 в них заметно превосходят расчетные значения C_2^{IEM} и R_2^{IEM} в модели IEM при $|\Delta\eta = |\eta_1 - \eta_2| \leq 1-2$ в области $p_\perp = 20-200$ ГэВ/с ($\langle n_s \rangle = 6+16$), т.е. свидетельствуют о наличии определенных корреляционных связей между рожденными частицами.

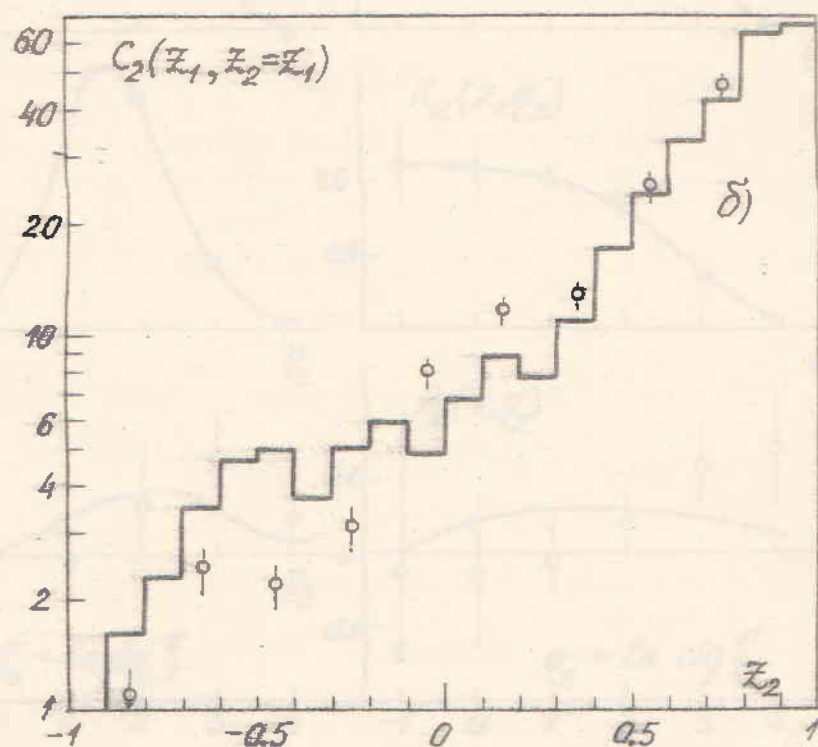
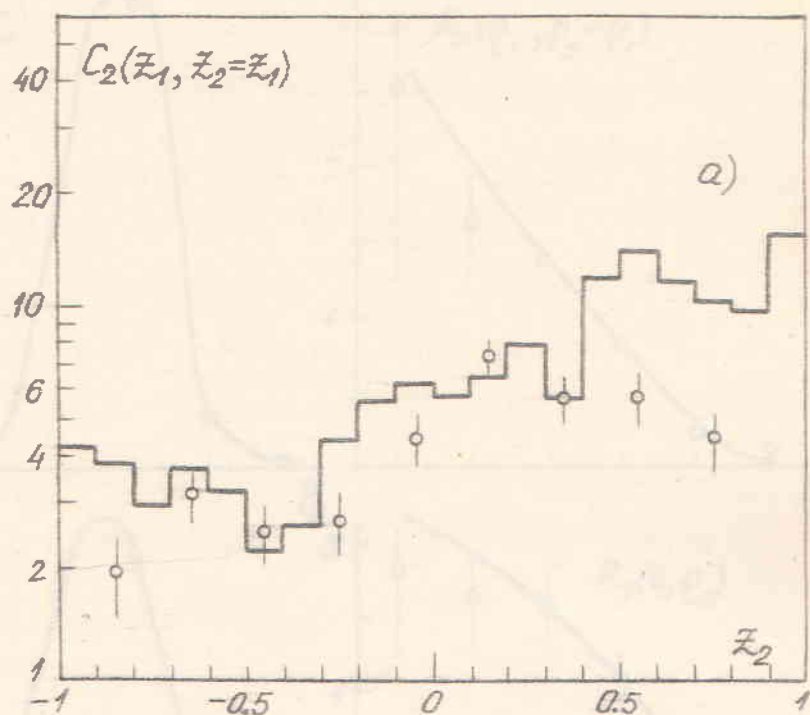


Рис.24. Корреляционные функции $C_2(z_1, z_2=z_1)$ для b -частиц (а) и g -частиц (б) из ^{14}NEm -соударений. Гистограмма - расчет по каскадно-испарительной модели [41].

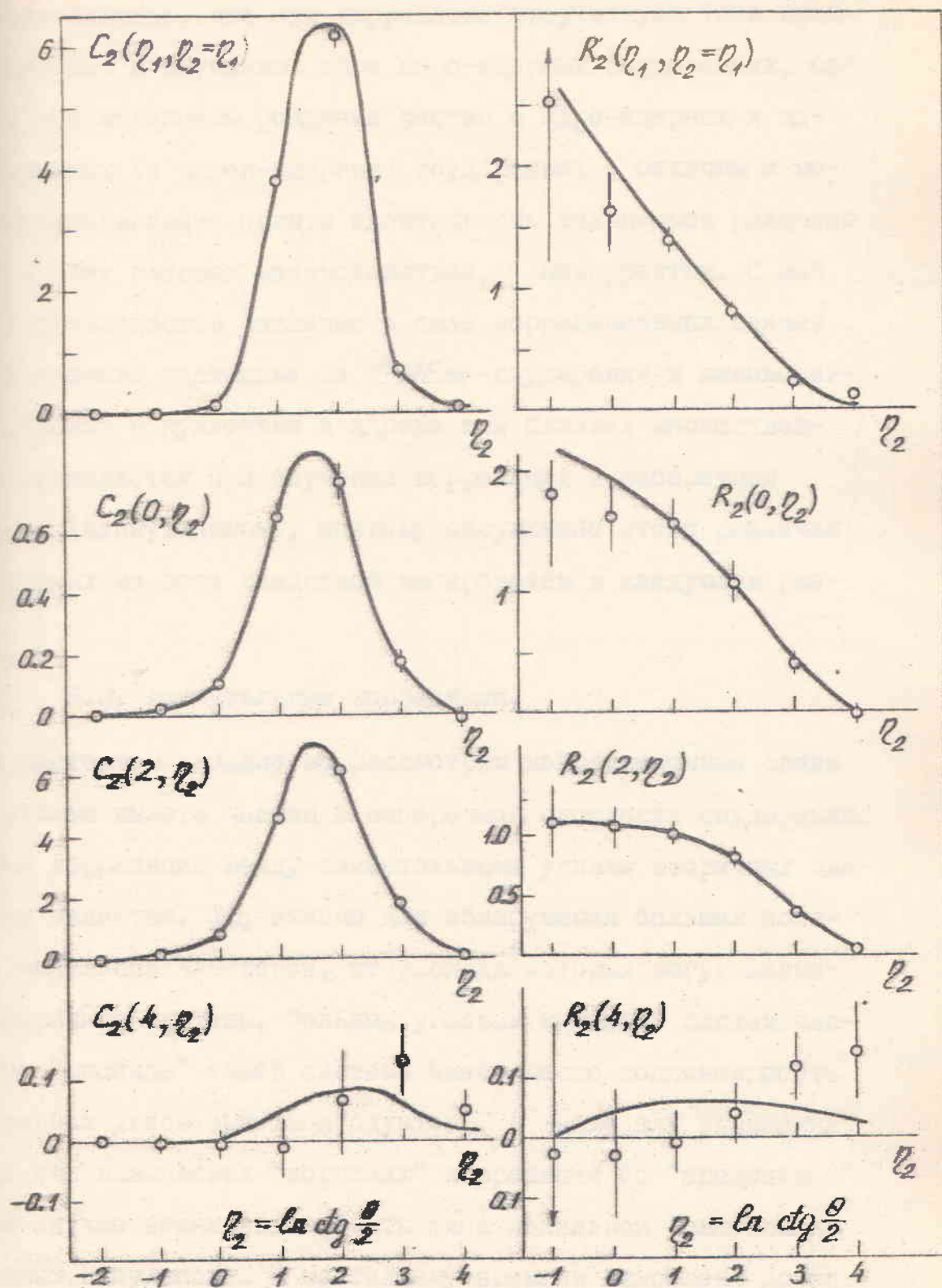


Рис. 25. Двухчастичная корреляционная функция $C_2(\eta_1, \eta_2)$ и $R_2(\eta_1, \eta_2)$ для релятивистских s' -частиц в I^4NEM -соударениях. Кривые - расчет по модели независимого испускания вторичных частиц (IEM).

факт, что эти корреляции отсутствуют (или крайне ослаблены) в изучаемых нами адро-ядерных соударениях, означает, что механизмы рождения частиц в адро-ядерных и адрон-нуклонных (и адрон-ядерных) соударениях - отличны и предполагающие полную идентичность механизмов рождения в этих классах взаимодействия, - некорректны. С ещё большей очевидностью различие в силе корреляционных связей между лицевыми частицами из ^{14}NEm -соударений и взаимодействиях адронов с нуклонами и ядрами при близких множественных проявлениях проявляется при изучении корреляций в поперечной плоскости (азимутальных); поэтому обсуждение этого различия и вытекающих из него следствий мы проведем в следующем разделе.

mixing?

6.2. Азимутальные корреляции.

В настоящем разделе мы рассмотрим корреляционные связи между углами вылета частиц в поперечной плоскости соударения. Изучение корреляций между азимутальными углами вторичных частиц, как известно, эффективно для обнаружения больших поперечных импульсов кластеров, от распада которых могут возникнуть вторичные частицы, больших угловых моментов систем частиц (при "распаде" такой системы имеет место коллинеарность азимутальных углов вылета продуктов), а также для выяснения различия так называемых "коротких" корреляций по "продольной" (в этом случае возникают эффекты типа локальной компенсации поперечных импульсов). К настоящему времени накоплена довольно большая экспериментальная информация об азимутальных корреляциях в hN -взаимодействиях (они указывают на большую роль "дальнодействия" [122, 123]), значительно скуднее, но имеется материал и по корреляциям в поперечной плоскости в

hA -соударениях [106]; что же касается ядро-ядерных соударений, - здесь систематического исследования азимутальных эффектов практически не проводилось.

В то же время проведение такого исследования представляется весьма перспективным. Действительно, как уже отмечалось в первой главе, в настоящее время существует множество моделей ядро-ядерных соударений, которые с большой степенью условности можно разделить на две группы: в одной из них доминирует какой-либо из коллективных механизмов взаимодействия (очевидно, в этом случае корреляционные связи между рожденными частицами должны быть близкими к наблюдаемым в элементарном акте при близких множественностях этих частиц), в другой - соударение "ядро-ядро" рассматривается как некоторая сумма независимых субсоударений (нуклон-нуклонных или нуклон-ядерных), в этом случае корреляционные связи между вторичными частицами должны быть значительно более слабыми, чем в "соответствующих" hN - или hA -взаимодействиях. Таким образом, корреляционный анализ способен, в принципе, сделать выбор между этими двумя классами теоретических подходов.

Для исследования корреляций между азимутальными углами вылета частиц из ^{14}NEm -соударений мы будем использовать следующие величины - функции азимутальных углов φ ($0 \leq \varphi < 2\pi$) измеряемых от некоторой плоскости, связанной с измерительным прибором:

а) Коэффициент азимутальной асимметрии

$$A = \left(\int_{\pi/2}^{\pi} f(\varepsilon) d\varepsilon - \int_0^{\pi/2} f(\varepsilon) d\varepsilon \right) / \int_0^{\pi} f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (34)$$

где

$$\varepsilon \equiv \varepsilon_{ij} = \arccos[\vec{P}_{Li} \vec{P}_{Lj} / P_{Li} P_{Lj}] \quad (35)$$

- угол между векторами поперечных импульсов i -ой и j -ой вто-

частицы ($0 \leq \varepsilon \leq \pi$). Связь между "парными" углами ε_{ij} и углами φ_i, φ_j отдельных частиц дается формулой

$$\cos \varepsilon_{ij} = \cos(\varphi_i - \varphi_j) \quad (36)$$

б) Коэффициент азимутальной коллинеарности

$$B = \left(\int_0^{\pi/4} f(\varepsilon) d\varepsilon + \int_{3\pi/4}^{\pi} f(\varepsilon) d\varepsilon - \int_{\pi/4}^{3\pi/4} f(\varepsilon) d\varepsilon \right) / \int_0^{\pi} f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (37)$$

также вычисляемый (как и A) по инклюзивному эмпирическому распределению по ε_{ij} .

в) Среднее значение азимутальной асимметрии в индивидуальном событии

$$\langle \alpha \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \alpha_k, \quad \alpha_k = \sum_{i,j}^{n_k} \cos \varepsilon_{ij} / \sqrt{n_k(n_k-1)} \quad (38)$$

здесь $k = 1, 2, \dots, N$ (N - число событий в изучаемом ансамбле); $i, j = 1, 2, \dots, n_k$ ($n_k \geq 2$ - множественность частиц рассматриваемого типа в k -ом событии ансамбля); интервал изменения α_k :

$$-\sqrt{n_k/(n_k-1)} \leq \alpha_k \leq \sqrt{n_k(n_k-1)} \quad (39)$$

г) Среднее значение азимутальной коллинеарности в индивидуальном событии

$$\langle \beta \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \beta_k, \quad \beta_k = \sum_{i,j}^{n_k} \cos 2\varepsilon_{ij} / \sqrt{n_k(n_k-1)} \quad (40)$$

область изменения β_k совпадает с таковой для α_k (39)). Суммирование α_k и β_k по событиям с разной множественностью n_k возможно вследствие того, что математические ожидания и дисперсии случайных величин α_k, β_k при независимости углов φ и их равномерном распределении в $[0, 2\pi]$ не зависят от n_k [24].

д) Распределение и среднее значение угла между направлениями преимущественного испускания двух групп частиц (i и j) из одного события в поперечной плоскости (угла между суммарными векторами, составленными из единичных векторов, направленных по поперечным импульсам каждой частицы обеих

групп):

$$\Phi_k^{(ij)} = \arccos \left\{ (a_i a_m + b_i b_m) [(a_i^2 + b_i^2)(a_m^2 + b_m^2)]^{-1/2} \right\}, \quad (41)$$

$$a_i = \sum_{l=1}^{n_{kl}} \cos \varphi_{il}, \quad b_i = \sum_{l=1}^{n_{kl}} \sin \varphi_{il}, \quad a_m = \sum_{j=1}^{n_{km}} \cos \varphi_{mj}, \quad b_m = \sum_{j=1}^{n_{km}} \sin \varphi_{mj}.$$

Здесь $i = 1, 2, \dots, n_{kl}$; $j = 1, 2, \dots, n_{km}$; n_{kl}, n_{km} - множественности частиц соответственно i -ого и j -ого типов k -ом событии изучаемого ансамбля; $n_{kl}, n_{km} \geq 1$; $0 \leq \Phi_k \leq \pi$. Среднее значение

$$\langle \Phi_{ij} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \Phi_k^{(ij)} \quad (42)$$

Будем различать "внутригрупповые" корреляции - корреляции между частицами одного типа (например, между ливневыми частицами) и "междугрупповые" корреляции - между частицами "разных" типов (например, i - S -частица, а j - g -частица, или i, j - S -частицы из разных кинематических областей соударения и т.д.). Очевидно, A и B можно определить и для внутри- и для междугрупповых корреляций, $\langle \Phi_{ij} \rangle$ определяет только междугрупповые эффекты.

Более подробная информация о величинах (34), (37), (38), (40) и (42), а также ссылки на оригинальные работы содержатся в монографии [125]; значения этих (и других) величин в модели цилиндрического фазового объема (CPS) были получены в работе [123]. Приведем основные и необходимые для дальнейшего свойства используемых величин.

При независимости углов вылета вторичных частиц и азимутальной изотропии в рассматриваемом ансамбле (т.е., например, в статистической модели соударения неполяризованных частиц или ядер с "выключенными" законами сохранения энергии и импульса) математические ожидания величин $A, B, \alpha, \beta, \langle \alpha \rangle, \langle \beta \rangle$ равен 0, а для Φ и $\langle \Phi \rangle - \pi/2$ (поэтому ниже мы

будем рассматривать разности $\langle \Phi \rangle - \bar{\Phi}/2$; распределения по ε_{ij} и Φ_k - равномерны в соответствующих интервалах. При анализе междугрупповых явлений для реализации указанных значений достаточно, чтобы независимость имело место лишь для частиц из разных групп.

Если рассматриваемая пара частиц принадлежит к группе, рождение которых "управляется" интегралом состояний с поперечной частью вида

$$d\sigma^{(n)}/dz_1 \dots dz_n = \prod_{i=1}^n \Phi(\vec{z}_i) \delta^{(2)}\left(\sum_{i=1}^n \vec{z}_i\right), \quad (43)$$

где $\vec{z} \equiv \vec{p}_\perp$ - поперечный импульс, n - полное число частиц в группе, $\Phi(\vec{z})$ - "обрезающая" функция, учитывающая хорошо известное свойство ограниченности поперечных импульсов при множественном рождении и связанная с наблюдаемым распределением $P(\vec{z})$ интегральным уравнением [123], то математические ожидания используемых для анализа внутригрупповых корреляций величин равны

$$\begin{aligned} M(A) &= (8/3\pi)(n-1)^{-1}, \\ M(B) &= (2/\pi)(n-1)^{-2}, \\ M(\langle \alpha \rangle) &= -(2/3) \langle \sqrt{n_k(n_k-1)} (n-1)^{-1} \rangle, \\ M(\langle \beta \rangle) &= (1/2) \langle \sqrt{n_k(n_k-1)} (n-1)^{-2} \rangle. \end{aligned} \quad (44)$$

Эти формулы получены при

$$P(\vec{z}) \sim \exp(-\alpha z), \quad (45)$$

если же использовать другие аппроксимации (напр., $P(\vec{z}) \sim \exp(-bz^2)$), значения (44) изменяются незначительно (на несколько %-ов). Модель с матричным элементом вида (43) - это модель CPS. Из (44) следует, что действие закона сохранения энергии-импульса приводит к появлению азимутальных корреляций кинематического типа, исчезающих лишь при

при $n \rightarrow \infty$.

При наличии спектра множественностей в изучаемом ансамбле вклад от различных событий в инклюзивное распределение ϵ_{ij} различен, поэтому при вычислении ожидаемых в CPS величин A и B необходимо вместо первых двух формул (44) использовать следующие

$$\begin{aligned} M(A) &= (8/3\pi) \langle n_k(n_k-1)/(n-1) \rangle / \langle n_k(n_k-1) \rangle, \\ M(B) &= (2/\pi) \langle n_k(n_k-1)/(n-1)^2 \rangle / \langle n_k(n_k-1) \rangle \end{aligned} \quad (46)$$

Вычисления всюду производятся по событиям с $n_k \geq 2$. Так как полная множественность рожденных частиц в актах I^4 ME -соударений нам неизвестна (проведение так называемого "полного" эксперимента все ещё остается мечтой экспериментаторов), мы будем ниже использовать предположение о том, что $n = 1.5 n_s$ ж).

Перейдем, наконец, к рассмотрению и анализу экспериментальных данных.

В таблице 9 приведены значения A , $\langle \alpha \rangle$, B и $\langle \beta \rangle$, характеризующие внутригрупповые корреляции между различными вторичными частицами, вместе с расчетными значениями (в скобках), полученными при использовании (44) и (46). Из приведенных данных следует:

I. В ансамбле I^4 ME -соударений отсутствуют (в пределах ошибок) азимутальные корреляции "внутри" групп s' , g и h частиц. Существенно, что, если бы испускание ливневых частиц происходило из "единого" распадающегося объекта (под

заметим, что все сделанные ниже заключения остаются в силе при существенно более сильных предположениях о вкладе нейтральных частиц в полную множественность (например, при значениях $n = 2 n_s$).

Таблица 9. "Внутригрупповые" азимутальные корреляции в $I^4 NEm$ -соударениях.

Группа событий	Тип вторичной час.	A	$\langle \alpha \rangle$	B	$\langle \beta \rangle$
NEm	S'	$0,00 \pm 0,01$ (0,05)	$-0,04 \pm 0,04$ (-0,47)	$0,00 \pm 0,01$ (0,002)	$0,01 \pm 0,04$ (0,06)
$Q=0;1$	S'	$-0,01 \pm 0,01$ (0,04)	$0,11 \pm 0,07$ (-0,45)	$0,00 \pm 0,01$ (0,002)	$-0,02 \pm 0,06$ (0,02)
$Q=2;3$	S'	$0,01 \pm 0,01$ (0,05)	$-0,01 \pm 0,01$ (-0,46)	$-0,01 \pm 0,07$ (0,003)	$-0,01 \pm 0,07$ (0,03)
$Q=4$	S'	$0,07 \pm 0,02$ (0,12)	$-0,17 \pm 0,05$ (-0,47)	$0,03 \pm 0,02$ (0,02)	$0,05 \pm 0,06$ (0,09)
$Q=6$	S'	$0,05 \pm 0,01$ (0,11)	$-0,21 \pm 0,05$ (-0,47)	$0,00 \pm 0,01$ (0,02)	$0,03 \pm 0,05$ (0,09)
$Q=7$	S'	$-0,01 \pm 0,01$ (0,04)	$0,12 \pm 0,05$ (-0,45)	$0,00 \pm 0,01$ (0,002)	$0,00 \pm 0,05$ (0,03)
NEm	g	$0,00 \pm 0,01$	$0,04 \pm 0,04$	$0,01 \pm 0,01$	$0,06 \pm 0,04$
NEm	b	$0,01 \pm 0,01$	$0,02 \pm 0,04$	$-0,01 \pm 0,01$	$-0,04 \pm 0,04$

Таблица 10. Азимутальные корреляции между ливневыми частицами в "периферических" $I^4 NEm$ -взаимодействиях.

Группа событий	Интервал псевдобыстрот	A	$\langle \alpha \rangle$	B	$\langle \beta \rangle$
$Q \geq 4$	$\eta < 0$	$-0,33 \pm 0,38$	$0,52 \pm 0,32$	$0,00 \pm 0,40$	$-0,30 \pm 0,45$
	$0 < \eta < 1$	$-0,15 \pm 0,09$	$0,18 \pm 0,16$	$0,09 \pm 0,10$	$0,26 \pm 0,13$
	$1 < \eta < 2$	$0,12 \pm 0,05$	$-0,20 \pm 0,08$	$0,15 \pm 0,05$	$0,20 \pm 0,10$
	$2 < \eta < \eta_0$	$0,13 \pm 0,04$	$-0,15 \pm 0,07$	$0,02 \pm 0,04$	$0,01 \pm 0,07$
$Q_k \leq 6$	$\eta < 0$	$-0,71 \pm 0,26$	$0,74 \pm 0,30$	$-0,14 \pm 0,37$	$-0,34 \pm 0,53$
	$0 < \eta < 1$	$0,01 \pm 0,08$	$-0,10 \pm 0,12$	$-0,07 \pm 0,07$	$0,04 \pm 0,12$
	$1 < \eta < 2$	$0,05 \pm 0,03$	$-0,19 \pm 0,06$	$-0,02 \pm 0,03$	$0,02 \pm 0,07$
	$2 < \eta < \eta_0$	$0,05 \pm 0,02$	$-0,14 \pm 0,06$	$0,03 \pm 0,03$	$0,06 \pm 0,06$

таким "объектом" понимается всего лишь система, управляемая законами сохранения, т.е., например, образующаяся при hN -соударении), корреляции между S' -частицами должны были бы наблюдаться (их значения, ожидаемые в модели CPS , приведены в скобках (табл.9)). Напомним, что глобальные черты азимутальных корреляций в hN - и (в несколько меньшей степени) hA -соударениях согласуются с рассчитанными по CPS [108].

2. При рассмотрении подансамблей ^{14}NEm -соударений с разными Q (или n_k) появляются корреляции между S' -частицами при больших Q или малых n_k . Как уже отмечалось во предыдущих главах, эти подгруппы соответствуют (в среднем) существенно "периферическим" соударениям, когда в соударении участвует малое число нуклонов снаряда и мишени. Наличие этих корреляций (они - "кинематического" типа) при малых n_{int} (большие Q) и отсутствие при больших n_{int} - веский аргумент в пользу представлений о вкладе независимых субсоударений в формирование конечного состояния ядро-ядерного взаимодействия. Видно, разумеется, что и в этих подгруппах имеющиеся "кинематические" корреляции значительно меньше ожидаемых по CPS .

3. Существенное ослабевание (или даже практическое отсутствие) корреляционных связей в ^{14}NEm -взаимодействиях означает, что применить к рождению частиц в ядро-ядерных соударениях (при рассматриваемых энергиях в несколько ГэВ/нуклон) моделей, отождествляющих эти соударения с "адрон-адронным" взаимодействием при большой эффективной массе этих "адронов", т.е. моделей чисто коллективного типа (таких как гидродинамическая теория, модель когерентной трубы [126] или однофайербольная модель [61]) является несправданным.

Для более детального рассмотрения природы слабых корреля-

ний, проявляющихся в "периферических" подгруппах I^4_{ME} - соударений мы рассмотрели отдельные интервалы по псевдобыстроте ($\eta < 0$ - назад летящие частицы в л.с.и., $0 < \eta < 1$, $1 < \eta < 2$ и $2 < \eta < \eta_0 = 3,6$ (смысл η_0 обсуждался в главе 5)) для 2-частиц из этих подгрупп (таблица 10). Как видно из таблицы характер корреляционных связей проявляет тенденцию к изменению (с уменьшением η). При $\eta \geq 1$ корреляции имеют, в основном, "кинематический" характер (ср. с расчетными данными для этих подгрупп в табл.9), хотя и существенно более слабые (вклад независимых субсоударений). При малых η (большие углы вылета) кинематические корреляции исчезают и далее обнаруживается тенденция к появлению асимметрии вылета в поперечной плоскости (точность утверждений невысока вследствие больших ошибок). Последняя может быть следствием физической асимметрии при крайне периферических соударениях.

Совокупность данных табл.9 и 10 свидетельствует, по-видимому, о значительной роли каскадного процесса при соударении "ядро-ядро"; разумеется вопрос о количественном описании остается открытым.

Какой-либо зависимости степени азимутальных корреляций между сильноионизирующими частицами от угла их вылета не обнаруживается (не проиллюстрировано).

Перейдем к рассмотрению междугрупповых корреляций.

В таблице II представлены значения A_{ij} , B_{ij} и $\langle \Phi_{ij} \rangle - \frac{\pi}{2}$ для ряда комбинаций групп частиц i и j ; на рис.26 приведены зависимости $A_{s_1 s_2}$, $A_{s_1 s_3}$, $\langle \Phi_{s_1 s_2} - \frac{\pi}{2} \rangle$ и $\langle \Phi_{s_1 s_3} - \frac{\pi}{2} \rangle$ от псевдобыстроты ливневых частиц; на рис.27, наконец, представлены распределения по $\Phi_{s_1 s_2}$ и $\Phi_{s_1 s_3}$ для отдельных событий. Данные позволяют сделать следующие заключения:

I. Имеют место статистически обеспеченные корреляции

расчет
Таблица 9

Таблица II. "Междугрупповые" азимутальные корреляции в $I^4 NEm$ -соударениях.

Группа событий	Частицы группы i	Частицы группы j	A_{ij}	B_{ij}	$\langle \Phi_{ij} \rangle - \frac{\pi}{2}$
$I^4 NEm$	s'	q	$0,033 \pm 0,004$	$0,001 \pm 0,004$	$0,30 \pm 0,03$
	s'	$q(\theta < \pi/2)$	$0,035 \pm 0,004$	$-0,001 \pm 0,004$	$0,28 \pm 0,03$
	s'	$q(\theta > \pi/2)$	$0,029 \pm 0,008$	$0,006 \pm 0,008$	$0,17 \pm 0,04$
	s'	b	$0,029 \pm 0,004$	$0,005 \pm 0,004$	$0,16 \pm 0,03$
	s'	$b(\theta < \pi/2)$	$0,030 \pm 0,006$	$0,008 \pm 0,006$	$0,15 \pm 0,03$
	s'	$b(\theta > \pi/2)$	$0,027 \pm 0,007$	$0,001 \pm 0,007$	$0,16 \pm 0,04$
$Q = 0; 1$	s'	q	$0,031 \pm 0,004$	$0,000 \pm 0,004$	$0,39 \pm 0,05$
	s'	b	$0,028 \pm 0,005$	$0,005 \pm 0,005$	$0,18 \pm 0,06$
$Q = 2; 3$	s'	q	$0,031 \pm 0,008$	$0,006 \pm 0,008$	$0,22 \pm 0,06$
	s'	b	$0,029 \pm 0,009$	$-0,005 \pm 0,009$	$0,09 \pm 0,06$
$Q \geq 4$	s'	q	$0,064 \pm 0,017$	$-0,016 \pm 0,017$	$0,28 \pm 0,05$
	s'	b	$0,032 \pm 0,014$	$0,029 \pm 0,014$	$0,19 \pm 0,05$
$n_k \leq 6$	s'	q	$0,054 \pm 0,015$	$-0,004 \pm 0,015$	$0,28 \pm 0,05$
	s'	b	$0,017 \pm 0,018$	$0,018 \pm 0,018$	$0,11 \pm 0,05$
$n_k \geq 7$	s'	q	$0,031 \pm 0,004$	$0,001 \pm 0,004$	$0,32 \pm 0,04$
	s'	b	$0,030 \pm 0,005$	$0,004 \pm 0,005$	$0,19 \pm 0,04$
$I^4 NEm$	Фр. $Z = 1$	s'	$-0,01 \pm 0,01$	$0,00 \pm 0,01$	$-0,03 \pm 0,04$
	Фр. $Z = 1$	q	$0,04 \pm 0,02$	$0,02 \pm 0,02$	$0,06 \pm 0,04$
	Фр. $Z = 1$	b	$0,06 \pm 0,02$	$0,03 \pm 0,02$	$0,13 \pm 0,04$
	Фр. $Z = 1$	$q(\theta > \pi/2)$	$0,09 \pm 0,03$	$0,01 \pm 0,03$	$0,15 \pm 0,06$
	Фр. $Z = 1$	$b(\theta > \pi/2)$	$0,05 \pm 0,02$	$0,02 \pm 0,02$	$0,08 \pm 0,05$
	Фр. $Z = 2$	s'	$0,03 \pm 0,02$	$-0,02 \pm 0,02$	$0,06 \pm 0,05$
	Фр. $Z = 2$	q	$0,03 \pm 0,02$	$-0,03 \pm 0,02$	$0,06 \pm 0,05$
	Фр. $Z = 2$	b	$0,05 \pm 0,02$	$-0,04 \pm 0,02$	$0,09 \pm 0,05$
	Фр. $Z = 2$	$q(\theta > \pi/2)$	$0,05 \pm 0,05$	$-0,06 \pm 0,05$	$0,04 \pm 0,07$
	Фр. $Z = 2$	$b(\theta > \pi/2)$	$0,05 \pm 0,03$	$-0,06 \pm 0,03$	$0,16 \pm 0,05$
	Фр. $Z \geq 3$	s'	$0,06 \pm 0,05$	$0,02 \pm 0,05$	$0,13 \pm 0,07$
	Фр. $Z \geq 3$	q	$0,08 \pm 0,06$	$0,07 \pm 0,06$	$0,14 \pm 0,08$
	Фр. $Z \geq 3$	b	$0,05 \pm 0,05$	$0,04 \pm 0,05$	$0,13 \pm 0,09$
	Фр. $Z \geq 3$	$q(\theta > \pi/2)$	$0,13 \pm 0,13$	$0,00 \pm 0,13$	$0,08 \pm 0,15$
	Фр. $Z \geq 3$	$b(\theta > \pi/2)$	$0,13 \pm 0,08$	$0,04 \pm 0,08$	$0,11 \pm 0,10$

между ливневыми и серыми и даже ливневыми и черными частицами - они проявляют тенденцию к преимущественному вылету в противоположные (в азимутальной плоскости) стороны. Это особенно наглядно видно из данных рис.27 и значений $\langle \Phi_{ij} \rangle$ в таблице II. Корреляции для $s'b$ пар несколько слабее, чем для $s'q$; они проявляются во всех подгруппах соударений и слабо

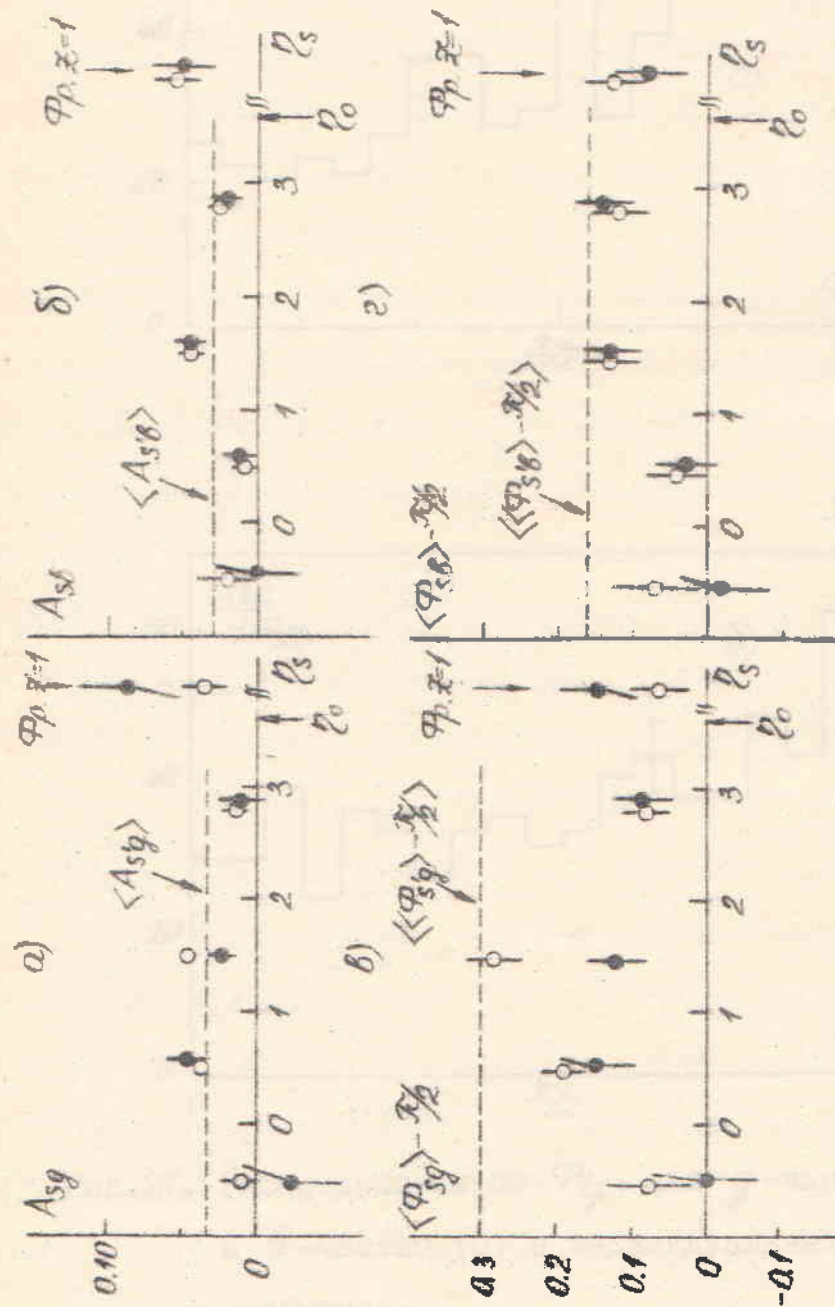


Рис. 26. Зависимости A_{sg} (а), A_{sg} (б), $\langle \varphi_{sg} \rangle - \pi/2$ (в) и $\langle \varphi_{sg} \rangle - \pi/2$ от переносимости p_s ливневой частицы. Светлые кружки - для всех сильноионизующих частиц, тёмные - только для φ_g или $\varphi_g > \pi/2$. Пунктиром показаны значения величин для всех s' -частиц с любыми p .

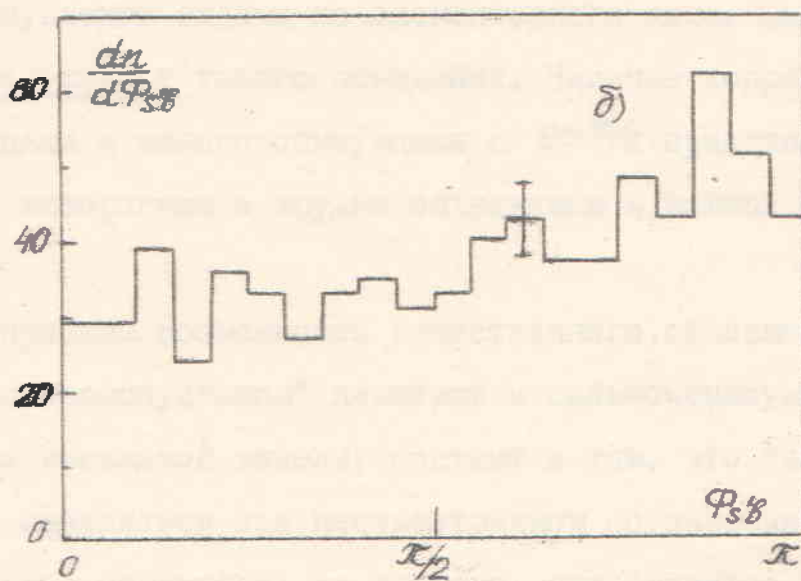
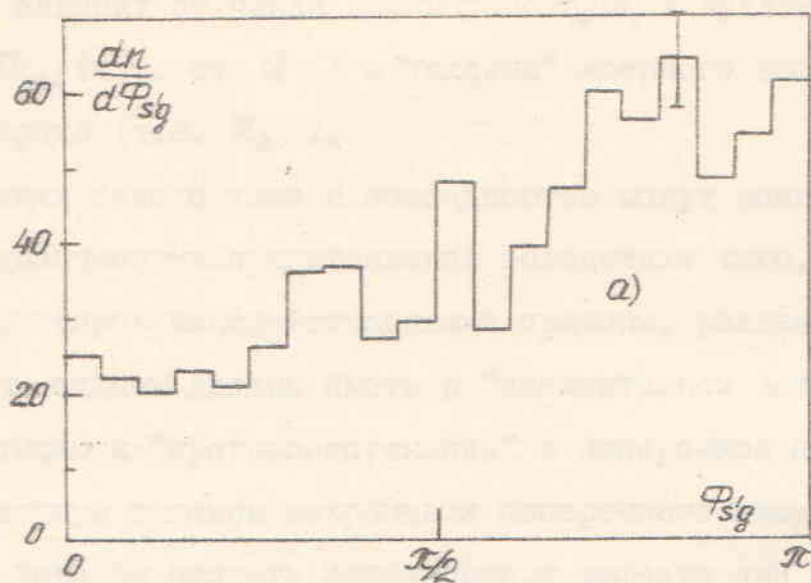


Рис.27. Распределения по φ_{ij} для g -частиц (а) и δ -частиц (б) в индивидуальных ^{14}NEm -событиях.

или вовсе не) зависят от числа взаимодействующих нуклонов ядра-снаряда N_{int} (т.е. от Q) и "толщины" ядерного вещества на пути снаряда (т.е. N_t).

2. Корреляции такого типа с очевидностью могут возникать в рамках суперпозиционных представлений вследствие того, что ливневые частицы (провазимодействовавшие протоны, рожденные пионы) и протоны отдачи должны иметь в "элементарном акте" некую тенденцию к "противоиспусканию" в поперечной плоскости, обусловленную законом сохранения поперечного импульса. При этом можно было бы ожидать исчезновения эффекта при рассмотрении сильноионизирующих частиц, вылетающих в заднюю полушару в л.с.к. - область, запрещенную кинематикой hN -взаимодействия для нуклонов отдачи из элементарного акта. Данные табл. II не обнаруживают такого поведения. Наличие корреляций между S' -частицами и сильноионизирующими с $\theta > \pi/2$ представляется нам весьма интересным и трудно объяснимым в рамках таких моделей.

3. Другая простая возможность качественного объяснения тенденции к "противоиспусканию" ливневых и сильноионизирующих частиц (в рамках каскадной модели) состоит в том, что такая тенденция может появляться при несимметричном соударении (большие прицельные параметры) из-за того, что развитие внутриядерного каскада в направлении большей длины пути внутри ядра-мишени должно сопровождаться поглощением быстрых (ливневых) и мультипликацией медленных (сильноионизирующих) вторичных частиц. В этом случае естественно ожидать уменьшения эффекта при более центральных (малые Q) столкновениях, однако, данные табл. II не дают подтверждения этой гипотезе. Эффект, по-видимому, не уменьшается и при переходе к малым N_t (т.е. при уменьшении (в среднем) "толщины" ядерного вещества

мишени).

4. Фрагменты ядра-снаряда не обнаруживают корреляционной связи с Σ -частицами. Этот результат вполне естественен с точки зрения большинства феноменологических моделей ядро-ядерных соударений, в которых "рождение" частиц и фрагментация остаточных ядер рассматриваются как "изолированные" (независимые) процессы. Однако, заметна тенденция (табл. II, рис. 25) к наличию связи (хотя и слабой) между фрагментами снаряда и мишени (поразительно, что такая связь имеется даже для фрагментов снаряда и вылетающих "назад" в л.с.д. сильноионизирующих (в т.ч. черных) частиц). Возможно, эти явления связаны с какими-либо "локально-коллективными" эффектами (типа рассмотренных в [127]); ясно, конечно, что требуются конкретные и количественные расчеты для их объяснения.

5. Эксперимент не обнаруживает каких-либо особенностей в азимутальном угловом распределении, могущих быть следствием больших поперечных импульсов систем частиц или больших передач углового момента.

Так или иначе, представленные в данном разделе результаты, по крайней мере, указывают на перспективность анализа многочастичных явлений для выбора между различными теоретическими подходами к проблеме ядро-ядерных взаимодействий при релятивистских энергиях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведем, отдавая дань традиции, краткое перечисление основных результатов диссертационной работы.

1. Измерены относительные вероятности выхода различных продуктов фрагментации релятивистских ядер ^{14}N на ядрах фотоэмульсии и их импульсные распределения. Показано, что относительные сечения фрагментации заметно зависят от массы ядра-мишени, т.е. принцип факторизации сечений и предельной фрагментации, ранее установленные в Беркли для дифференциальных сечений "на 0° ", нарушаются для полных сечений. Обнаружены большие передачи импульса (до 1 Гэв/с и выше) фрагментам, свидетельствующие о нестатистическом вкладе в механизм фрагментации ядер.

2. Проведено систематическое исследование характеристик множественного рождения частиц и расщепления ядер в соударениях ^{14}N при $T = 2,1$ Гэв/нуклон с различными ядрами фотоэмульсии. При этом в частности:

а) Предложен простой способ оценки числа N_{int} проваивавших нуклонов ядра-снаряда и исследованы N_{int} - и A_T - зависимости (A_T - массовое число ядра-мишени) широкого спектра характеристик $^{14}\text{N}E_m$ -соударений (средних множественностей различных типов вторичных частиц, их распределений и корреляций между ними, угловых распределений и основных его параметров, отношений инклюзивных спектров частиц в $^{14}\text{N}A$ - и ^{14}N -соударениях, двухчастичных корреляций вдоль продольной оси соударений и в поперечной плоскости).

б) Установлен ряд новых эмпирических закономерностей процесса неупругого столкновения релятивистских ядер. Качественный анализ этих закономерностей свидетельствует о доминировании суперпозиционных механизмов рождения частиц при рассматри-

ваемых энергиях, о существенной роли каскадирования и экранировок и неадекватности эксперименту моделей чисто коллективного типа для рождения частиц (гидродинамическая модель, модель когерентной трубки, однофайербольные модели и т.д.).

в) Проведено количественное сравнение экспериментальных данных с расчетами по каскадно-испарительной модели и показано, что при удовлетворительном качественном (иногда и количественном) описании большинства из них имеется ряд расхождений, указывающих на необходимость дальнейшей модернизации модели.

3. Описан и апробирован ряд новых, корреляционных методов анализа ядро-ядерных соударений. С их помощью, в частности:

а) Произведена (с отрицательным результатом) количественная проверка гипотезы образования ядерных ударных волн в ^{14}NFe -взаимодействиях и различных подансамблях; показана высокая чувствительность корреляционного анализа для этой цели.

б) Показано, что корреляционные связи между вторичными частицами из ядро-ядерных столкновений значительно слабее (или даже практически отсутствуют), чем в адрон-нуклонных и адрон-ядерных взаимодействиях при близких средних множественностях и моделях статистического типа, что исключает применимость моделей, отождествляющих механизмы рождения частиц в этих классах соударений при соответствующих эффективных энергиях в с.ц.м.

в) Обнаружены специфические корреляции между ливневыми и сильноионизирующими частицами в поперечной плоскости ядро-ядерных соударений, слабо (или вовсе не) зависящие от полярных углов их вылета, относительного расстояния между ними по "продольной" шкале и типа соударения. Эти корреляции качес-

менно трудно объяснить в рамках наиболее распространенных представлений о механизме столкновения ядер.

Подавляющее большинство перечисленных результатов было получено впервые, существенная часть из них - единственна.

Основные результаты, изложенные в данной диссертационной работе, докладывались на XVIII Международной конференции по физике высоких энергий (Тбилиси, 1976 год), Международном проблемном семинаре по множественному рождению на ядрах (Триест, 1976 год), VII Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра (Цюрих, 1977 год), V Международном семинаре по проблемам физики высоких энергий (Дубна, 1978 год), Всесоюзном проблемном семинаре "Взаимодействия частиц и ядер высоких энергий с ядрами" (Ташкент, 1978 год) и ряде научных сессий Отделения ядерной физики АН СССР (1975 - 1978 годы). Они опубликованы в работах [32, 96, 97, 104, 107, 114, 128 - 132].

В заключение автор выражает искреннюю благодарность научным руководителям: член-корреспонденту АН УзССР, профессору Гулямову У.Г. за руководство и внимание к работе, кандидату физико-математических наук Гуламову К.Г. за помощь в ходе выполнения работы. Автор весьма признателен доктору физико-математических наук Чернову Г.М., чья помощь он ощущал постоянно в процессе работы и при написании диссертации. Диссертант особенно благодарен Свечниковой Л.Н. за существенную помощь во время выполнения экспериментальной части работы. Автор также благодарен научным сотрудникам лаборатории релятивистской ядерной физики ИЯФ АН УзССР и лаборатории высоких энергий ФТИ АН УзССР Басовой Е.С., Трофимовой Т.П., Бондаренко А.И. и лаборантам Захаровой В.И., Тенглибаевой У., Третьяковой Н. за помощь в просмотре и обработке экспериментального

материала. Автор благодарен профессору Хекману Х.Х. (Беркли, США) за предоставление стопки ядерной эмульсии, а также Гудиме К.К. и Тонееву В.Д. (Дубна, ОИЯИ) за совместные расчеты и обсуждение результатов.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев. "Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами". М., Атомиздат, 1972.
2. Herman Feshbach. "Lectures given at Ecole D'ete de Physique Theorique, France, August - 1977", November, 1977, CTP # 683.
3. L.S.Schroeder. "Acta phys.pol.", 38, 355, 1977.
4. B.Jakobsson, R.Kullberg. "Phys.scr.", 13, 327, 1976.
5. Takeshi Saito. "J.Phys. Soc. Japan", 38, 282, 1975.
6. B.Jakobsson et al. "Nucl.Phys.", A276, 523, 1977.
7. I.Otterlund, R.Resman. "Arkiv fys.", 39, 265, 1969.
8. H.H.Heckman, D.E.Greiner. "Science", 174, 1130, 1971.
9. H.H.Heckman et al. "Phys.Rev.Lett.", 28, 926, 1972.
10. H.Feshbach, K.Huang. "Phys.Lett.", B47, 300, 1973.
11. R.K.Bhaduri. "Phys.Lett.", B50, 211, 1974.
12. D.L.Cheshire et al. "Phys. Rev. D: Particles and Fields", 10, 25, 1974.
13. A.S.Goldhaber. "Phys.Lett.", B53, 306, 1974.
14. B.Jakobsson et al. "Lett.Nuovo Cim.", 15, 444, 1976.
15. J.Cumming et al. "Phys. Rev. C: Nuclear Physics", 14, 1554, 1976.
16. R.Kulberg et al. "Nucl.Phys.", A280, 491, 1977.
17. Verma Satya Dev. "Pramana J.Phys.", 2, 79, 1977.
18. L.Anderson et al. "Berkeley (1977), Ph.D.Thesis", 1977.
19. J.Gosset et al. "Preprint LBL - 5820", May - 1977.
20. H.Steiner. "Preprint LBL - 6756", August - 1977.
21. A.M.Poskanzer. "Preprint LBL - 6586", August - 1977.
22. J.Papp et al. "Phys.Rev.Lett.", 34, 601, 1975.
23. B.Jakobsson et al. "LUND Preprint, LUIP - 7708", 1977.

24. B.Jakobsson et al. "15 th International Cosmic Ray Conference", Plovdiv, Bulgaria, 13 - 26 August, 1977.
25. H.H.Heckman et al. "Prepr.LBL-6562", Berkeley, 1977.
26. B.Anderson et.al. "Arkiv Fysik", 31, 527, 1966.
27. I.Otterlund. "Arkiv Fysik", 38, 467, 1968.
28. К.К.Гудима, В.Д.Тонеев. Сб. "Образование и распад возбуждённых ядер", "Штиинца", Кишинёв, 1976.
29. P.J.McNulty et al. "Phys.Rev.Lett.", 38, 1519, 1977.
30. B.Jakobsson et al. "Z.Physik", 268, 1, 1974.
31. H.H.Heckman et al. "Prepr.LBL-6561", Berkeley, 1977.
32. G.M.Chernov, K.G.Gulamov, U.G.Gulyamov, Sh.Z.Masyrov, L.N.Svechnikova. "Nucl.Phys.", A280, 478, 1977.
33. B.Jakobsson et al. "Z.Physik", A272, 159, 1975.
34. К.Д.Толстов. "Сообщение ОИЯИ, PI-8662", Дубна, 1975.
35. H.G.Baumgart et al. "Z.Physik", A273, 359, 1975.
36. E.Shopper et al. "Preliminary report, Fust für Kernphysik de J.W.Goethe Univ.", Frankfurt/Main, 1976.
37. Д.Е.Грайнер и др. "Труды Межд. Конф. по избранным вопросам структуры ядра (Дубна - 1976)", том 2, Дубна, Д - 9920, стр.370, 1976.
38. J.R.Nix et al. "Phys.Rev.Lett.", 35, 905, 1975.
39. A.M.Poskanzer et al. "Phys.Rev.Lett.", 35, 1701, 1975.
40. С.Д.Богданов, В.И.Остроумов. "ЯФ", т.27, 131, 1978.
41. К.К.Гудима, В.Д.Тонеев. "ЯФ", т.27, 658, 1978.
42. N.Metropolis et al. "Phys.Rev.", 110, 185, 1958.
43. J.R.Nix. "Prepr.LA-UR-77-2952", December 20, 1977.
44. H.W.Bertini et al. "Phys.Rev.", C9, 522, 1974.
45. Л.Д.Ландау, С.З.Беленький. "УФН", 56, 309, 1955.
46. Chapline et al. "Phys.Rev.", D8, 4302, 1973.
47. Y.Kitazoe et al. "Nuovo Cim.Lett.", 14, 400, 1975.
48. Y.Kitazoe et al. "Nuovo Cim.Lett.", 14, 407, 1975.

9. Y. Kitazoe et al. "Nuovo Cim. Lett.", 13, 139, 1975. *Мюллер (рецензия)*
10. Y. Kitazoe et al. "In. Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo, Japan, 1977, J. Phys. Soc. Jap. Suppl.", 1977.
11. A. A. Amsden et al. "Phys. Rev. Lett.", 38, 1055, 1977.
12. M. L. Goldberger and K. M. Watson. "Collision Theory, John Wiley and Sons", Inc., pp679-764, 1964.
13. В. С. Барашенков и др. Сб. "Квант. теория систем многих частиц", Кишинёв, "Штиинца", стр. III, 1973.
14. E. Fermi. "Phys. Rev.", 81, 683, 1951.
15. А. М. Балдин. "ЭЧАЯ", 8, 429, 1977. — *Мюллер*
16. A. Molinari, E. Predazzi. "Lett. Nuovo Cim.", 16, 46, 1976. — *Мюллер*
17. А. М. Балдин. "Препринт ОИЯИ, Р7 - 5808", Дубна, 1971.
18. Б. Н. Калинин, В. Л. Шмонин. "Препринт ОИЯИ, Р2 - 7870", Дубна, 1974. *Мюллер*
19. Б. Н. Калинин, В. Л. Шмонин. "Сообщение ОИЯИ, Р2 - 7871", Дубна, 1974.
20. И. Я. Померанчук. "ДАН СССР", 78, 889, 1951.
21. B. N. Kalinkin et al. "Preprint H E P I , 61 - 77", Alma - *Мюллер*
- Ata, 1977.
22. Д. Г. Баранов и др. "Препринт АН СССР", ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 562, Ленинград, 1977.
23. Abul-Magd and J. Hüfner. "Z. Phys.", A277, 379, 1976.
24. Abul-Magd and J. Hüfner. "Phys. Lett.", 60B, 327, 1976.
25. А. М. Балдин. "ДАН СССР", 222, 1064, 1975.
26. S. Barshay et al. "Phys. Rev.", C11, 360, 1975.
27. R. K. Bhaduri. "Phys. Lett.", 50B, 211, 1974. *Мюллер (рецензия)*
28. Boisson et al. "Report LBL - 5075", Berkeley, 1977.
29. Bowman et al. "Report LBL - 2908", Berkeley, 1973.
30. H. Feshbach and M. Zabek. "Ann. Phys. (N.Y.)", 107, 110, 1977.
31. S. I. A. Garpman. "Preprint NORDITA - 77/34", 1977.

72. A.S.Goldhaber. "Phys.Lett.", 53B, 306, 1976.
73. J.Hüfner et al. "Phys.Rev.", C12, 1888, 1975. *мюны*
74. P.J.Karol. "Phys.Rev.", C11, 1203, 1975.
75. Westfall et al. "Phys.Rev.Lett.", 37, 1202, 1976. - *мюны*
76. N.K.Glendenning and Y.J.Karant. "Preprint LBL - 6590", 1977.
77. R.Hagedorn. "European Organization for Nuclear Research Report", CERN - 71-12, 1971.
78. R.Hagedorn. "In Cargese Lectures in Physics, Gordon and Breach Science Publishers", 6, 643, 1973.
79. A.Bialas et al. "Nuclear Physics", B111, 461, 1976.
80. В.Н.Грибов. "ЯФ", 9, 640, 1969.
81. S.Barshay et al. "Phys.Lett.", B51, 5, 1974.
82. W.L.Wang. "Phys.Lett.", B52, 143, 1974.
83. V.K.Lukynov, A.I.Titov. "Phys.Lett.", B57, 10, 1975.
84. Г.А.Лексин. Сб. "Элементарные частицы", вып.2, М., Атомиздат, стр.5, 1975.
85. В.Г.Носов, А.М.Камчатнов. "ЖЭТФ", 70, 768, 1976.
86. Y.Kitazoe, S.Mitsuo. "Progr.Theor.Phys.", 54, 1574, 1975.
87. F.Göran, G.Lers. "Nuclear Physics", A254, 341, 1975.
88. М.Ю.Иванов и др. "Препринт ОИЯИ, 4 - 10052", Дубна, 1976.
89. L.S.Celenza et al. "Nuclear Physics", A276, 509, 1977.
90. Aram Mekjian. "Phys.Rev.Lett.", 38, 640, 1977.
91. M.Naohiko, U.Fumiyo. "Phys.Rev.C:Nucl.Phys.", 15, 972, 1977.
92. Б.П.Банник, М.И.Подгорецкий. "ПЗ", №3, 36, 1960.
93. F.Uchiyama. "Preprint LBL - 3318", September - 1974.
94. H.H.Heckman et al. "14 th Int.Cosm.Ray Conf., München, 1975, Conf.Pap.Vol.7", München s.a., 2319 - 2324.
95. J.Medina et al. "Nuovo Cimento" 39, 197, 1975.
96. Р.А.Бондаренко, К.Г.Гуламов, У.Р.Гуламов, Ш.З.Насыров, Л.Н.Свечникова, Г.М.Чернов. "Изв. АН УзССР", сер. физ -

- мат. наук, 15, 60, 1977.

К.Г.Гуламов, У.Г.Гулямов, Ш.З.Насыров, Л.Н.Свечникова, Г.М.Чернов. "Доклад на 18 - Межд. Конф. по физике ~~ни-~~ высоких энергий", Тбилиси, июль - 1976.

Т.Т.Рискиев. Кандидатская диссертация, Ташкент, 1976.

С.Пауэлл, П.Фаулер, Д.Перкинс. "Исследование элементарных частиц фотографическим методом", М., ИЛ, 1962.

В.Г.Войнов, И.Я.Часников. "Многократное рассеяние ~~ни-~~ частиц в ядерных фотоэмульсиях", изд. "Наука", Каз. ССР, Алма - Ата, 1969.

К.Г.Гуламов и др. Сб. "Множественные процессы при ~~ни-~~ высоких энергиях", изд. "Фан", стр.78, Ташкент, 1976.

1. P.J.Lindstrom et al. "Preprint LBL-3650", Berkeley, 1975.

2. D.E.Greiner et al. "Phys.Rev.Lett.", 35, 152, 1975.

3. К.Г.Гуламов, У.Г.Гулямов, Ш.З.Насыров, Л.Н.Свечникова, Г.М.Чернов. "ДАН УэССР", №2, 20, 1977.

4. T.Saito. "Journ.Phys.Soc.Japan.", 30, 1243, 1971.

5. M.Bogdanski et al. "Helv.Phys.Acta", 42, 485, 1969.

6. К.К.Гудима, К.Г.Гуламов, У.Г.Гулямов, Ш.З.Насыров, Л.Н.Свечникова, В.Д.Тонеев, Г.М.Чернов. "Сообщение ОИЯИ, P2-10220", Дубна, 1976.

7. К.Г.Гуламов, У.Г.Гулямов, Г.М.Чернов. "ЭЧАЯ", 9, 554, 1978.

8. М.Х.Аникина и др. "ЯФ", 27, 724, 1978.

9. P.Slatattery. "Phys.Rev.Lett.", 29, 1624, 1972; "Phys.Rev.", D7, 2073, 1973.

10. S.A.Azimov et al. "Phys.Lett.", 73B, 339, 1978.

11. A.Dar. Proc. of the Meeth. "Multipart. Prod. on Nucl. at Very High Energ., Trieste, 1976", ed. by G.Bellini et al., IAEA-SMR-21, Trieste, 1977, p.591.

12. С.А.Азимов и др. Сб. "Множественные процессы при высоких

- энергиях", изд. "Фан", стр.120, Ташкент, 1976.
114. Е.С.Басова, А.И.Бондаренко, К.Г.Гуламов, У.Г.Гулямов, Ш.З.Насыров, Л.Н.Свечникова, Г.М.Чернов. "Письма в ЖЭТФ", 24, 257, 1976.
115. W.Sheid et al. "Phys.Rev.Lett.", 32, 741, 1974.
116. C.Y.Wong, T.A.Welton. "Phys.Lett.", 49B, 243, 1974.
117. M.I.Sobel et al. "Nucl.Phys.", A251, 502, 1975.
118. Y.Kitazoe, M.Sano. Osaka Reports OULNS 75-6, 75-7, 1975.
119. A.A.Amsden et al. "Phys.Rev.Lett.", 35, 905, 1975.
120. Б.А.Румянцев. "Письма в ЖЭТФ", 22, 114, 1975; Б.А.Румянцев и др. "Письма в ЖЭТФ", 23, 309, 1976.
121. K.G.Gulamov et al. "Z.Phys.", A280, 107, 1977.
122. W.Ko. "Inv. talk at the XVII Int. Conf. on High Energy Phys., London, 1974", UCD-PPL-7-17-74, 1974.
123. А.И.Бондаренко и др. Сб. "Упругие и неупругие соударения частиц большой энергии с нуклонами и ядрами", изд. "Фан", стр.119, Ташкент, 1975.
- 124. Ш.Абдухамилов и др. "ЖЭТФ", 45, 407, 1963.**
125. С.А.Азимов, Г.М.Чернов. "Статистические методы в физике высоких энергий", изд. "Фан", Ташкент, 1970.
126. Y.Afek. "Preprint TECHNION-PH-78-13", 1978.
127. А.В.Ефремов. "ЯФ", 24, 1208, 1976.
128. Ш.З.Насыров, Л.Н.Свечникова. В тез. "3 Республ. конф. молодых физиков, 1976г.", стр.240, Ташкент, 1976.
129. Ш.З.Насыров, Л.Н.Свечникова. В тез. "3 Республ. конф. молодых физиков, 1976г.", стр.242, Ташкент, 1976.
130. K.G.Gulamov, U.G.Gulyamov, Sh.Z.Nasyrov, L.N.Svachnikova, G.M.Chernov. Proc. of the Meeth. "Multipart. Prod. on Nucl. at Very High Energ., Trieste, 1976", ed. by G. Bellini et al., IAEA-SMR-21, p.477, Trieste, 1977.

131. E.S.Basova, U.G.Gulyamov, Sh.Z.Nasyrov, G.M.Chernov, K.G.Gulamov, L.N.Svechnikova. Proc. of the "VIII-th Int. Conf. on High-Energ. Phys. and Nucl. Struct.", Abstract vol., p.170, Zürich, 1977.
132. А.И.Бондаренко, К.Г.Гуламов, У.Г.Гулямов, Ш.З.Насыров, Л.Н.Свечникова, Г.М.Чернов. "Изв. АН УзССР", сер. физ.-мат. наук, №2, **73**, 1979.