

ОРДЕНА ДРУЖБЫ НАРОДОВ АКАДЕМИЯ НАУК УЗБЕКСКОЙ ССР
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

На правах рукописи

ПАЛУАНОВ КУРБАНИЯЗ

МЕДЛЕННЫЕ ВТОРИЧНЫЕ ЧАСТИЦЫ В НЕУПРУГИХ ВЗАИ-
МОДЕЙСТВИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

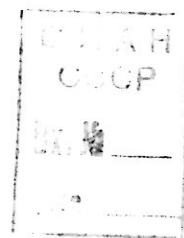
(01.04.16 - физика атомного ядра и элементарных частиц)

ДИ С С Е Р Т А Ц И Я

на соискание учёной степени кандидата физико-матема-
тических наук

Научные руководители:

член-корр. АН УзССР У.Г. Гулямов,
кандидат физико-математических
наук А.И. Бондаренко



Ташкент - 1988 г.

О Г Л А В Л Е Н И Е

ВВЕДЕНИЕ	4 стр.
Гл. I. ОСОБЕННОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ	12 стр.
I.1. Описание эксперимента	12 стр.
I.2. Измерения на следах вторичных заряженных частиц и их классификация	14 стр.
I.3. Разделение <i>Fe-Em</i> событий на подансамбли соу- дарений с различными ядрами-мишенями	17 стр.
I.4. Общая характеристика используемого экспери- ментального материала	19 стр.
Гл. II. МНОЖЕСТВЕННОСТИ СИЛЬНОИОНИЗУЮЩИХ ЧАСТИЦ В ЯДРО- ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЯХ	24 стр.
2.1. Средние множественности	25 стр.
2.2. Распределения по множественности	31 стр.
2.3. О форме интегральных n_b^- , n_g^- и n_h^- -спектров в ядро-ядерных взаимодействиях	34 стр.
Гл. III. УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МЕДЛЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЯДРО- ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ	42 стр.
3.1. Угловые распределения b^- и g^- -частиц в $^{56}\text{Fe-Em}$ соударениях	43 стр.
3.2. Асимметрия угловых распределений медленных частиц в ядро-ядерных взаимодействиях	46 стр.
3.3. Относительные спектры сильноионизирующих частиц	56 стр.

3.4. Угловая зависимость отношения множественностей "серых" и "чёрных" треков	62 стр.
3.5. Угловые распределения сильноионизирующих частиц в $^{56}\text{Fe}-Em$ соударениях и каскадно-испарительная модель	71 стр.
Гл. IV. КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ	74 стр.
4.1. Корреляции между полярными углами вылета сильноионизирующих частиц в $Fe-Em$ взаимодействиях	75 стр.
4.2. Изучение азимутальных корреляций (корреляций в поперечной плоскости соударения) ...	84 стр.
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	91 стр.
ЛИТЕРАТУРА	95 стр.

В В Е Д Е Н И Е

Неупругие взаимодействия высокоэнергичных ядер с ядрами - очень сложный процесс с большим числом частиц в конечном состоянии. По общепринятой, "геометрической" картине в этих взаимодействиях можно выделить три основных источника формирования вторичных частиц.

1. Сравнительно слабовозбуждённое остаточное ядро-снаряд. Продукты его распада в лабораторной системе координат (л.с.к.) - наиболее быстрые частицы, их импульсы (быстроты) группируются вокруг первичного импульса (первичной быстроты) на нуклон ядра-снаряда p_0/A , скорости движения этих частиц или осколков в л.с.к. при релятивистских p_0/A - околосветовые ($\beta = v/c \approx 1$). Будем называть их спектаторными фрагментами (или просто фрагментами) ядра-снаряда.

2. Область перекрытия столкнувшихся релятивистских ядер - так называемая "горячая" область ядро-ядерного соударения. В эту область выделяется практически вся энергия соударения, затрачиваемая на образование новых частиц (множественное рождение). Продукты "распада" этой сильновозбуждённой системы (включая рождённые частицы, главным образом - мезоны) покрывают весь допустимый интервал импульсов или быстрот - от минимальных до соответствующих непроизводившимся фрагментам снаряда в л.с.к.

3. Слабовозбуждённое остаточное ядро-мишень. О продуктах его распада в антилабораторной системе координат можно повторить всё сказанное для ядра-снаряда в л.с.к. В лабораторной системе фрагменты ядра-мишени - наиболее медленные частицы. Заряженные продукты развала мишени сильно ионизируют вещество во всех трековых приборах, отсюда другое название фрагментов мишени - сильноионизирующие частицы. Отметим, что это название вполне уместное для адрон-ядерных (hA) соударений, несколько неточно в случае ядро-

ядерных взаимодействий, т.к. высокую ионизацию имеют и треки ультрарелятивистских многозарядных осколков снаряда. Впрочем они легко отделяются от фрагментов мишени.

Сказанное об основных областях формирования вторичных частиц в ядро-ядерных соударениях большой энергии можно проиллюстрировать рис. I.

Первые экспериментальные работы, посвящённые изучению неупругих взаимодействий релятивистских ядер, были выполнены ещё в 50-е годы в космических лучах [1,2] с помощью фотометода. Их роль и значение в физике высоких энергий были довольно скромными: считалось, что в первую очередь должны изучаться "элементарные" адрон-адронные взаимодействия; что же касается более сложных адрон-ядерных и, в особенности, ядро-ядерных соударений, извлечение из данных о них ценной информации о свойствах сильного взаимодействия предполагалось весьма проблематичным и трудным делом.

Ситуация стала изменяться в 70-е годы, когда стало ясным, что изучая столкновения с ядрами можно получить ценную информацию, которую в принципе нельзя извлечь из элементарных актов адронных взаимодействий. Основные моменты, которые необходимо здесь отметить - это, во-первых, комплекс идей, связанных с использованием ядра как уникального пространственно-временного анализатора эволюции акта сильного взаимодействия и структуры адронов, и, во-вторых, известные идеи о возможности существования новых и необычных свойств адронной и ядерной материи (кварк-глюонная плазма, мезонный конденсат и т.д.). Эти (и некоторые другие) общие соображения, с очевидностью связанные с самыми фундаментальными теоретическими подходами в современной микрофизике, привели к огромному подъёму интереса к изучению высокоэнергичных ядро- и адрон-ядерных соударений.

С экспериментальной точки зрения прогресс в исследованиях

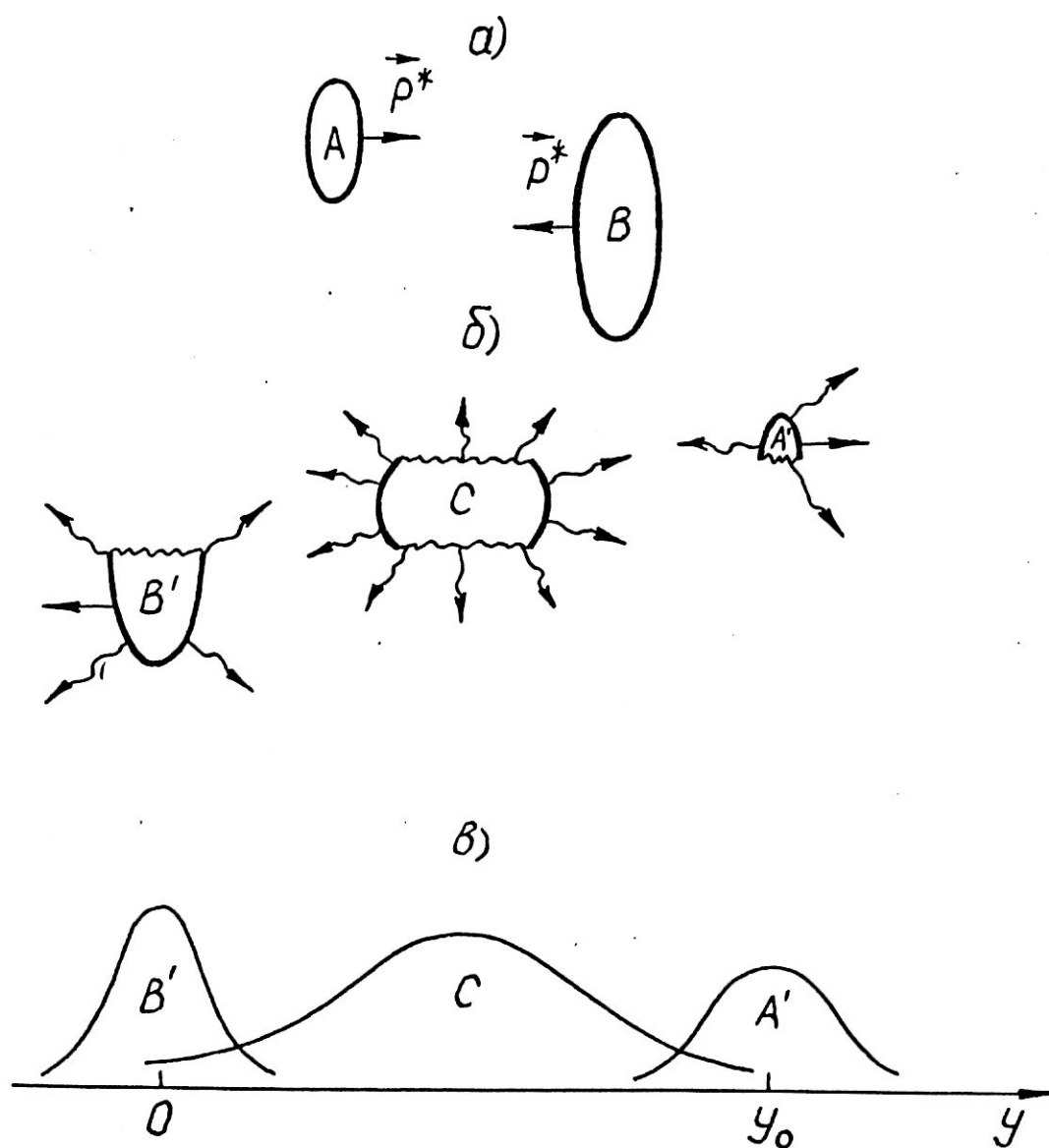


Рис. I. Картина ультррелятивистского ядро-ядерного соударения:

а) до столкновения в с.ц.м.;

б) после столкновения в с.ц.м.;

в) схематическое быстрое распределение

в л.с.к. продуктов распада остаточных ядер A' , B' и "горячей области" C .

ядро-ядерных столкновений оказался связанным с переоборудованием известных ускорителей – синхрофазотрона в ОИЯИ (Дубна) и бэватрона в ЛБЛ (Беркли) на ускорение релятивистских тяжёлых ионов. Стало возможным проведение прецизионных экспериментов в пучках высокоэнергичных ядер при импульсах в несколько ГэВ/с на нуклон. Уже первые экспериментальные исследования в Дубне привели к обнаружению так называемого кумулятивного эффекта, дальнейшие работы привели к созданию новой интересной дисциплины на стыке классической ядерной физики и физики высоких энергий – релятивистской ядерной физики (см., например, [3]).

В настоящее время изучение различных свойств неупругих ядро-ядерных взаимодействий приобрело невиданный ранее размах. Новые ускорители релятивистских ядер (в Брукхейвене и, в особенности, в ЦЕРН'е), позволяющие изучать события при энергиях до 200 ГэВ/нуклон, открывают новую страницу в истории этой многообещающей научной дисциплины. Правда пока изучаются лишь взаимодействия лёгких ядер-снарядов, что затрудняет реализацию достаточно высоких значений плотностей и температур ядерного вещества в сколько-нибудь значительном объёме из-за сравнительно небольшого числа нуклонов, "участвующих" в столкновении (рис. I). Однако не вызывает сомнений, что в ближайшие годы будет достигнут прогресс в увеличении массовых чисел ускоряемых ионов вплоть до максимальных значений (урана – 238).

Отметим, однако, что детальное изучение ядро-ядерных столкновений при первичных энергиях в десятки и сотни ГэВ/нуклон лишь начинается.

Изучение различных характеристик этих взаимодействий находится в неодинаковом состоянии. Максимум усилий, пожалуй, был приложен к поиску возможных сигналов от образования необычных состояний типа кварк-глюонной плазмы (результат этих усилий при энер-

гиях ускорителей в Дубне и Беркли следует считать, по-видимому, близким к нулевому); довольно значительное число работ было посвящено характеристикам множественного образования частиц в ядро-ядерных соударениях (т.е. частицам из области "перекрытия", см. выше); значительное внимание уделялось свойствам фрагментации ядер-снарядов в связи с очевидными преимуществами таких экспериментов по сравнению с традиционными по исследованию фрагментации мишени. ж) Относительно мало внимания уделялось в последние годы медленным в л.с.к. вторичным частицам - продуктам расщепления и диссоциации ядер-мишеней в неупругих ядро-ядерных взаимодействиях.

Настоящая диссертационная работа имеет одной из своих целей восполнить этот "пробел", в определённой степени это обстоятельство связано также с особенностями методики ядерных фотоэмульсий.

В ряду различных трековых приборов современной микрофизики фотометод занимает скромное, но вполне достойное место; его роль по нашему мнению, будет в ближайшее время возрастать в связи с быстрым продвижением в область сверхвысоких (бóльших, скажем, чем сотни ГэВ на нуклон) энергий в связи с его уникальным пространственным разрешением. Существенная часть имеющейся экспериментальной информации по адрон- и ядро-ядерным взаимодействиям при высоких энергиях и практически вся при сверхвысоких (космические лучи) была получена именно с его помощью. Несомненным его достоинством является и то обстоятельство, что в ядерных фотоэмульсиях наряду с очень быстрыми релятивистскими частицами эффективно

ж) Главным преимуществом является отсутствие порога регистрации заряжённых фрагментов релятивистских ядер-снарядов, что позволяет изучать реакции при очень малых передачах энергии-импульса.

регистрируются и очень медленные частицы – продукты расщепления ядра-мишени в условиях 4π -геометрии. Это обстоятельство делает, например, фотометод адекватной методикой для изучения корреляций между медленными и быстрыми частицами в индивидуальных актах реакций и т.д.

В недавно выполненном в лаборатории релятивистской ядерной физики исследовании свойств неупругих взаимодействий ядер железа – 56 в фотоэмульсии [4,5] были получены новые и, в определённой степени, неожиданные результаты, касающиеся как фрагментации снаряда, так и мишени в ядро-ядерных взаимодействиях. Статистики эксперимента в этих работах явно не доставало для уверенных выводов, в особенности касающихся сильноионизирующих медленных частиц. Поэтому мы решили увеличить статистический материал по этим взаимодействиям (и увеличили его более чем вдвое).

Изучение Fe-ядерных соударений явилось дальнейшим шагом в смысле увеличения диапазона массовых чисел используемых ядер-снарядов (напомним, что подавляющее число работ до последнего времени было связано с лёгкими ядрами-снарядами); после выполнения этого эксперимента появилась возможность сравнительного анализа свойств ядро-ядерных взаимодействий в сравнительно широком диапазоне A_p (A_p – массовое число снаряда).

Таким образом, данная работа преследует следующие основные цели:

а) Получение данных о свойствах сильноионизирующих (медленных) фрагментах ядра-мишени в неупругих $^{56}\text{Fe}-Em$ взаимодействиях на большом статистическом материале;

б) Проведение сравнительного анализа свойств этих частиц во взаимодействиях, инициированных различными ядрами-снарядами в области $A_p = 1 \div 56$;

в) Поиск зависимостей характеристик медленных частиц из ядро-

ядерных соударений от других особенностей этих событий (различные аспекты корреляционного анализа).

Диссертационная работа имеет следующую структуру.

В первой главе описаны методика выполненного эксперимента и полученный экспериментальный материал. Описана вкратце методика разделения полного ансамбля $Fe-E_m$ событий на подансамбли, соответствующие соударениям с лёгкими и "тяжёлыми" ядрами фотоэмульсии.

Вторая глава работы посвящена рассмотрению множественностей различных типов сильноионизирующих частиц в ядро-ядерных соударениях (средние значения, форма распределений, зависимости от различных характеристик соударений и т.д.).

В третьей главе представлены соответствующие данные по одночастичным (угловым) распределениям и их характеристикам.

Наконец, в четвёртой главе рассматриваются корреляционные явления, не изучавшиеся в предыдущих разделах работы; это касается как "продольных" корреляций (между полярными углами вылета частиц), так и корреляций в поперечной плоскости столкновения (азимутальные корреляции).

В заключении представлена краткая сводка основных результатов диссертационной работы.

В работе нет специальной обзорной главы: минимально необходимые для понимания сведения обзорного или исторического характера даны по мере необходимости в ходе изложения результатов.

Уместно подчеркнуть здесь, что привлекаемые для сравнительного анализа данные по взаимодействиям более лёгких ядер - снарядов (p , ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{22}\text{Ne}$) в фотоэмульсии были получены в идентичной или близкой постановках эксперимента с использованием практически одинаковых методик идентификации вторичных следов и измерений на них. Любые склонения в этом смысле будут специаль-

но оговариваться в тексте.

Работа была выполнена в лаборатории релятивистской ядерной физики Института ядерной физики Академии наук УзССР в период 1985-1987 гг.

Глава I

ОСОБЕННОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

I. I. Описание эксперимента

Две стопки ядерных фотоэмульсий типа Илфорд G-5, составленные из пластин размером $12 \times 7 \times 0,06$ см³, были облучены параллельно плоскости пластинок пучками ионов железа-56 при кинетической энергии 1,88 ГэВ/нуклон на ускорителе LBL (Беркли, США). Плотность облучения эмульсии составляла $(2 \div 4) \cdot 10^3$ ионов/см², т.е. являлась оптимальной для проведения просмотра по следу и измерений событий.

Используемые стопки различались друг от друга своей ионизационной разрешающей способностью. Первая из них являлась электронночувствительной; плотность проявленных зёрен в ней на 100-микронной длине трека однозарядной ультрарелятивистской частицы составляла 12-14, что делало возможным проведение измерений на следах всех вторичных заряжённых частиц. Во второй стопке плотность зёрен на следах с минимальной ионизацией составляла всего 8-10 на 100 микрон следа, что затрудняло идентификацию релятивистских (s) частиц. Отметим, что низкая ионизация в используемых стопках не влияла (или оказывалась благоприятным обстоятельством) на идентификацию и измерения на треках медленных вторичных частиц.

Поиск и отбор событий неупругого соударения ядер железа-56 производился путём двойного медленного просмотра первичных треков (способом "вдоль трека") на микроскопах МБИ-9. Из найденных

случаев исключались события без вторичных заряженных частиц -
 - рассеяния на небольшие углы без каких-либо признаков возбужде-
 ния или развала ядра-мишени, не противоречащие необходимым кри-
 териям отбора упругих ядро-ядерных столкновений, а также случаи
 электромагнитной природы - рождение энергичных δ -электронов и
 электрон-позитронных пар. На общей длине 201,6 м было найдено
 2476 событий. Таким образом, средний свободный пробег ядер желе-
 за в фотоэмульсии оказался равным $\lambda = (8,1 \pm 0,2)$ см, что удовлет-
 ворительно согласуется с соответствующими данными других работ
 при высоких энергиях

Средняя энергия ядер железа, вступивших в неупругое взаимо-
 действие в фотоэмульсии, была меньше 1,88 ГэВ/нуклон вследствие
 ионизационных потерь. В [7] эта энергия была оценена, используя
 измеренное в первой из двух использованных стопок распределение
 по пробегам первичных ионов ^{56}Fe до взаимодействия и эмпиричес-
 кое соотношение "пробег-энергия" из [1]. Она оказалась равной
 $\langle T_0 \rangle = (1,7 \pm 0,1)$ ГэВ/нуклон; $\langle P_0 \rangle = (2,5 \pm 0,1)$ ГэВ/с/нуклон (1.1)
 Распределение по пробегам до взаимодействия во второй стопке
 практически не отличалось от использованного для оценки $\langle T_0 \rangle$ и
 $\langle P_0 \rangle$ (1.1), поэтому значения (1.1) справедливы для полного ан-
 самбля Fe-Em соударений, рассматриваемого в настоящей работе.

Для измерений отбирались найденные в обеих стопках события
 из центральных областей эмульсионных слоёв, отстоящие на заран-
 нее выбранное расстояние от обеих поверхностей слоя, чтобы обес-
 печить достаточно хорошие условия для идентификации и анализа
 треков. Никакой дискриминации по типу события не производилось.
 Во всех отобранных событиях была произведена классификация всех
 вторичных заряженных частиц (для второй стопки - без так называ-
 емых s -частиц (см. ниже)), измерены их пространственные (θ) и ази-
 мутальные (φ) углы вылета по методу, описанному в [8]. Анализ

погрешностей $\Delta\theta$ и $\Delta\varphi$ измеряемых углов позволил уверенно считать все результаты настоящей работы независимыми от них ($\langle\Delta\theta\rangle \cong \cong 0,1^\circ-0,5^\circ$ в зависимости от величины θ и $\langle\Delta\varphi\rangle \cong 1^\circ-2^\circ$ для азимутального угла φ , изменяющегося от 0 до 360°).

1.2. Измерения на следах вторичных заряженных частиц и их классификация

Все вторичные заряженные частицы из $^{56}\text{Fe}-E_m$ взаимодействий были разделены в соответствии с общепринятыми "эмульсионными терминами" на следующие типы:

1. "Чёрные" треки (b-частицы), принадлежащие в подавляющем большинстве случаев заряженным фрагментам ядра-мишени. Их остаточный пробег в эмульсии $R \leq 3000$ мкм, что соответствует кинетической энергии $T \lesssim 26$ МэВ, если след принадлежит протону.

2. "Серые" треки (g-частицы), также принадлежащие в большинстве случаев заряженным фрагментам мишени. Критерии их количественного выделения - остаточный пробег $R > 3000$ мкм и относительная ионизация $I/I_0 > 1,4$ (здесь I_0 - ионизация в данной эмульсионной стопке, производимая ультрарелятивистской однозарядной частицей). Если серый трек принадлежит протону, то его кинетическая энергия $T > 26$ МэВ, скорость "серой" частицы ограничена сверху величиной $\beta = 0,7$.

3. Ливневые или релятивистские частицы (s'-частицы) - однозарядные частицы с $\beta > 0,7$ ($I/I_0 < 1,4$). Как известно, в их число входит как рождённые однозарядные частицы (пионы, каоны и т.д.), так и зрительные однозарядные фрагменты ядра-снаряда ^{56}Fe , а также релятивистские протоны отдачи из ядер-мишеней и провзаимодействовавшие - из снаряда. При анализе свойств s'-частиц возникает проблема разделения их на "рождённые" в горячей области (собственно s-частицы) и не взаимодействовавшие оскол-

ки снаряда с $z = 1$ (см., например, [7]).

4. Многозарядные ($z \geq 2$) релятивистские фрагменты – продукты распада остаточного ядра-снаряда (f -частицы). Это частицы производят ионизацию в области ионизаций, присущих медленным фрагментам ядер-мишеней, и поэтому должны быть от них отделены, что важно для целей настоящей работы.

Снова отметим, что s' -частицы выделялись и измерялись лишь в одной из эмульсионных стопок (в $\sim 50\%$ событий). Напомним также, что b - и g - частицы часто объединяются в общую группу сильноионизирующих медленных (в л.с.к.) h -частиц ($n_h = n_g + n_b$).

Дадим теперь краткую информацию о произведенных измерениях, выполненных для идентификации частиц в соответствии с указанными типами.

Для выделения интересующих нас сильноионизирующих фрагментов ядра-мишени прежде всего измерялись остаточные пробеги R вторичных частиц при значениях $R \leq 3000$ мкм (при необходимости производились продолжения в соседние фотоэмульсионные слои) трек идентифицировался как "чёрный". При $R > 3000$ мкм след продолжался до выхода из стопки или на длине ≥ 2 см, если имел малый угол θ с направлением первичного ядра и "подозревался" как непроизводивший многозарядный фрагмент снаряда, либо подвергался ионизационным измерениям, если имел достаточно низкую плотность зёрен.

Выделение f -частиц в ядерной эмульсии выполнялось весьма надёжно: их треки, имея высокую ионизацию (свойственную b - (при $z \geq 3$) и g -частицам (при $z = 2$)), не изменяют её на большой длине пробега и не обнаруживают заметного многократного рассеяния, присущего медленным частицам. Тщательный просмотр по следу всех "подозрительных" треков в конусе $\theta < 12^\circ$ на достаточно большом расстоянии позволил выделить f -частицы на "фоне" сильноионизиру-

щих β - и γ -частиц весьма уверенно. Добавим, что впоследствии для целей другой работы на следах f -частиц производились количественные измерения зарядов методом измерения плотности δ -электронов на единице длины, в результате которых все заряды $z \leq 8$ были идентифицированы в обеих стопках, (см. также [7]). Что же касается релятивистских фрагментов заряда с $z > 8$, они отличаются от медленных осколков ядер-мишеней элементарно при визуальном просмотре.

Для идентификации так называемых ρ -частиц, в особенности для разделения между ними и s -частицами в области малых ионизаций $I/I_0 \approx 1,4$, мы измеряли ионизацию (как правило, число зёрен на достаточно большой длине трека). Для "нормировки" мы одновременно измеряли ионизации I_0 релятивистских частиц с очень малыми углами θ с продолжением направления первичного трека, т.е. спекторных фрагментов с $z = 1$ ядра-снаряда в той же звезде или близкорасположенных событиях. Суммарная неопределённость в идентификации ρ -частиц, обусловленная погрешностями в измерениях относительной ионизации при $I/I_0 \approx 1,4$, не превышала, по нашим оценкам, $\sim 2-3\%$ от их общего числа. Другой возможный источник потерь ρ -частиц с низкой ионизацией - потери их при просмотре событий 2-ой стопки, в которой, как уже отмечалось, была низкая плотность зёрен на треках однозарядных ливневых частиц, - был, по-видимому, также мал: средняя множественность и другие характеристики ρ -частиц в обеих стопках оказались при анализе данных совпадающими между собой в пределах ошибок.

Сведения о технике разделения s -частиц и однозарядных спекторных фрагментов снаряда приведены в [7].

Важной характеристикой акта соударения двух релятивистских ядер является прицельный параметр этого соударения, который, однако, является неизмеряемой величиной. В "геометрических" моде-

лях столкновений ему соответствует число нуклонов ядра-снаряда, вступающих во взаимодействие с мишенью - n_{int} : чем больше n_{int} , тем (в среднем) меньше прицельный параметр. Величина n_{int} может быть оценена в нашем эксперименте по измеряемому суммарному заряду Q спектаторных (непрореагировавших с мишенью) фрагментов снаряда

$$n_{int} = A_p - \left(\frac{A_p}{Z_p} \right) Q, \quad (I.2)$$

где A_p и Z_p - соответственно массовое число и заряд ядра-снаряда, а

$$Q = \sum_i n_i z_i \quad (I.3)$$

где n_i - число фрагментов с зарядом z_i в рассматриваемом событии. В событиях с тяжёлым ($z \geq 9$) осколком первичного ядра мы имели лишь нижний предел значения Q , что было достаточно для разделения всех Fe-Em событий на подгруппы с различным прицельным параметром соударения. Впрочем при необходимости могла быть использована вероятностная оценка Q в таких событиях, методика получения которой основана на известных сечениях выхода фрагментов с разными Z при фрагментации ядер железа на различных ядрах-мишенях [9] и описана в [7].

1.3. Разделение Fe-Em событий на подансамбли соударений с различными ядрами-мишенями

При изучении свойств неупругих взаимодействий адронов и ядер с ядрами большое значение имеют зависимости тех или иных характеристик этих взаимодействий от массового числа ядра-мишени A_T . Величина A_T определяет (в среднем) такие важные параметры соударения, как число нуклонов мишени, участвующих во взаимодействии со снарядом, длину пробега в ядерном веществе для первичных адронов и т.д. В этой связи желательно вместе с суммарным ансамблем неупругих столкновений в фотоэмульсии рассматривать и подан-

самбли соударений с различными её компонентами. Напомним, что ядерная фотоэмульсия - мишень сложного состава, она содержит ядра элементов, которые разумно разделить на три группы: 1) свободный водород H ($A_T = 1$), 2) группа лёгких ядер эмульсии (^{12}C , ^{14}N , ^{16}O ; $\langle A_T \rangle \cong 14$) и 3) группа "тяжёлых" ядер эмульсии (^{80}Br , ^{108}Ag ; $\langle A_T \rangle \cong 94$). Примесью других ядер в фотоэмульсии стандартного состава можно пренебречь.

Для целей настоящей работы мы будем использовать две подгруппы Fe-Em событий (разумеется вместе с полным ансамблем этих взаимодействий) - Fe-CNO и Fe-AgBr соударения. Опишем вкратце методику их разделения.

Прежде всего необходимо "удалить" из полного набора событий случаи взаимодействия со свободным водородом эмульсии (Fe-H события). Для этого мы использовали ряд необходимых критериев этих взаимодействий - ограничение на множественность сильноионизирующих медленных фрагментов мишени $n_h \leq 1$, требование вылета протона отдачи в переднюю полусферу ($\theta_h < \pi/2$), свойства p -Fe взаимодействий, экстраполированные по данным об hA -взаимодействиях и рассматриваемые в антилабораторной системе координат, в частности, использование распределения по числу нуклонов ядра Fe, участвующих в столкновении с протоном и т.д. Более подробно методика выделения ядро-водородных (pA -соударений в антилабораторной системе координат) событий в ядерной эмульсии описана в [10], отметим, что для целей настоящей работы возможные неопределённости этой методики несущественны, т.к. Fe-H соударения содержат не более одного трека нуклона отдачи, т.е. их возможная роль при изучении свойств мишеных фрагментов пренебрежимо мала. Столь же несущественна для нас возможная неопределённость при удалении из данных по просмотру событий случаев упругого рассеяния на нуклонах и ядрах фотоэмульсии.

Оставшиеся после выделения Fe-H взаимодействий неупругие события были разделены на Fe-CNO и Fe-AgBr соударения следующим образом:

1. Все события с $n_h > 9$ были отнесены к Fe-AgBr соударениям, т.к. максимальное число заряженных фрагментов для ядра ^{16}O - восемь (см. также рис.2).

2. Для случаев с фиксированными $7 \leq n_h \leq 9$ распределения по n_b обнаруживают 2 хорошо разделенных максимума; мы сочли разумным события с $n_b \geq 5$ из этой группы отнести к AgBr, а при $n_b \leq 2$ - к CNO-событиям.

3. Все оставшиеся события (с $n_h \leq 6$ и $7 \leq n_h \leq 9$ при $3 \leq n_b \leq 4$) были распределены между Fe-CNO и Fe-AgBr подансамблями в соответствии со статистическим методом, описанным в [11], так чтобы результирующие числа событий в этих ансамблях соответствовали ожидаемым, исходя из известных сечений неупругого взаимодействия ядра Fe с различными ядрами (экспериментальные данные и модель твёрдых сфер с перекрытием [12]).

Разделение всех Fe-Em соударений на указанные подансамбли событий проиллюстрировано рисунком 2, на котором приведены результирующие n_h -распределения в этих группах.

В дальнейшем при анализе A_T -зависимостей исследуемых в работе характеристик мы во всех случаях рассматривали возможное влияние неопределённости, допускаемой процедурой статистического разделения событий на Fe-CNO и Fe-AgBr подгруппы. В случаях, которые не будут специально оговорены, это влияние, по нашим оценкам, несущественно.

1.4. Общая характеристика используемого экспериментального материала

Общее количество событий неупругого Fe-Em взаимодействия,

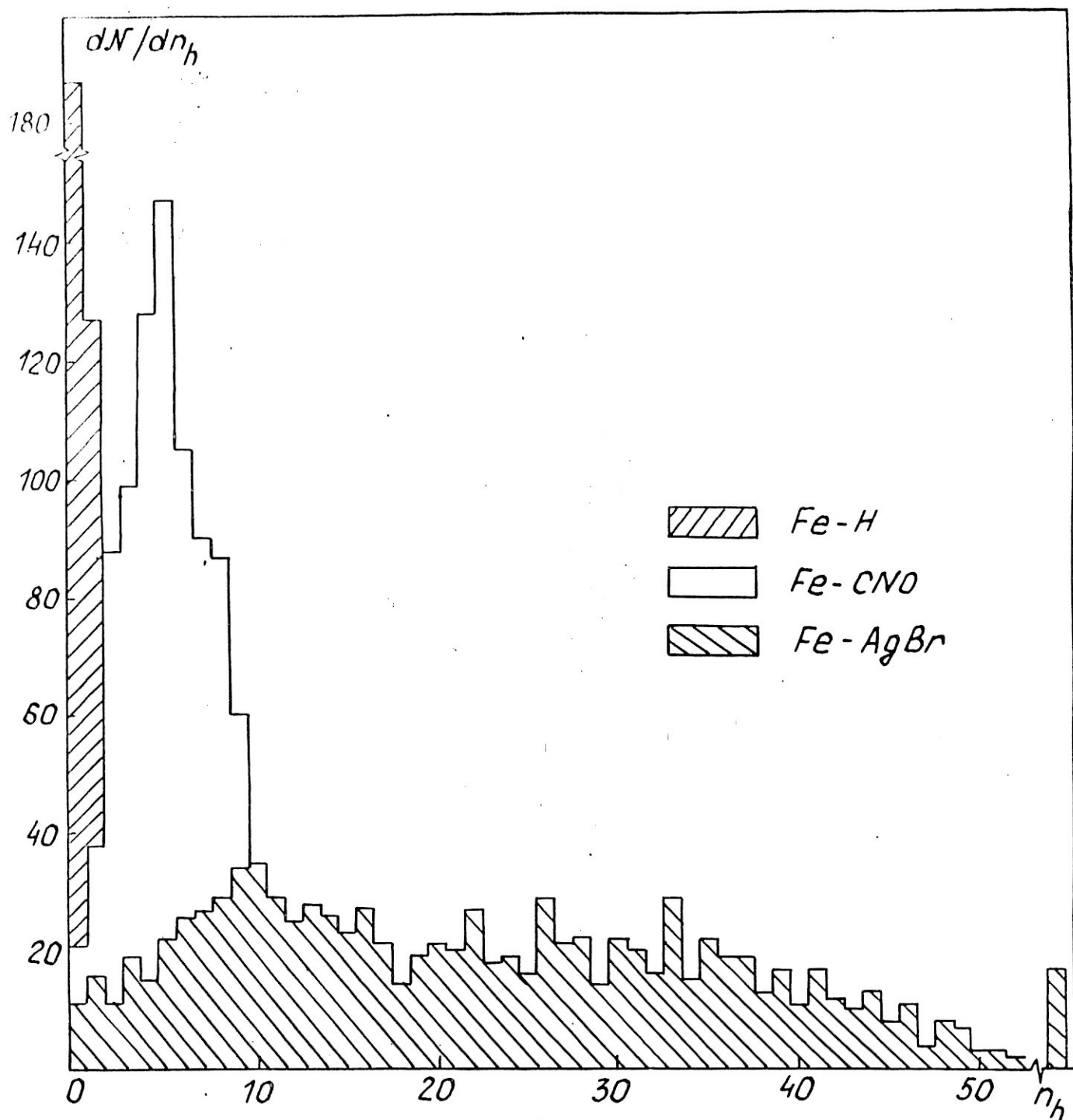


Рис. 2. Распределение по n_h для различных подгрупп и полного ансамбля $Fe-E_m$ взаимодействий при 2,5 ГэВ/с/нуклон.

анализируемых в настоящей работе, при $\rho_0 = 2,5$ ГэВ/с/нуклон составляет 1890 (935 из них были измерены в первой стопке и некоторые их характеристики рассматривались ранее; 955 событий — из второй стопки, в экспериментальной работе с которой автор принимал личное участие). Это статистика во много раз больше рассматриваемой в других работах, посвящённых изучению взаимодействий релятивистских ядер ^{56}Fe . Общее число сильноионизирующих треков медленных в л.с.к. фрагментов ядер-мишеней составило в полном ансамбле Fe-Em соударений 25,2 тысячи.

Для анализа A_T -зависимостей характеристик этих треков будут рассматриваться (как уже отмечалось) подансамбли Fe-CNO и Fe-AgBr соударений. Статистика событий в этих наборах соответственно 653 и 982.

Для сравнительного анализа характеристик продуктов фрагментации ядер-мишеней мы будем использовать имеющиеся в лаборатории релятивистской ядерной физики ИЯФ АН УэССР и любезно представленные в наше распоряжение экспериментальные данные по взаимодействиям протонов при близких энергиях в несколько ГэВ/нуклон, а также более лёгких ядер-снарядов ^2H , ^4He , ^{12}C при 4,5 ГэВ/с/нуклон, ^{14}N при 2,9 ГэВ/с/нуклон и ^{22}Ne при 4,1 ГэВ/с/нуклон. Эти данные были получены в экспериментах с пучками ускоренных ионов на ускорителях ОИЯИ (Дубна) и ЛБЛ (Беркли). Детали экспериментов можно найти в соответствующих работах [13–18]. Существенно, что критерии отбора событий в ядерных эмульсиях, идентификация вторичных заряженных частиц по типам, техника выполнявшихся измерений и, наконец, методика их обчёта, выполненного нами, были практически идентичными во всех случаях. Это относится и к выделению подансамблей событий с разным суммарным зарядом спектаторных фрагментов снарядов и разными составляющими ядерной эмульсии (соударения с CNO и AgBr).

В таблице I приведены для справок суммарные данные о статистике анализируемого в настоящей работе экспериментального материала. Число событий протон и ядро-ядерных столкновений, рассматриваемых в ряде случаев, достигает 15,5 тысяч, а число треков, связанных с фрагментами ядер-мишеней, — около 150 тысяч.

Практически все характеристики и распределения, изучаемые в настоящей работе, ранее не вычислялись и не рассматривались в ансамблях табл. I.

Таблица 1.

Ядро- снаряд	P_0/A , ГэВ/с	Ускори- тель	Число событий	Число p-частиц	Число g-частиц	Ссылка
P	3,1	ОИЯИ	1197	4578	3016	[13]
P	4,5	"	3102	12010	8737	[14]
$^2\text{H (d)}$	4,5	"	1439	8317	3367	[15]
$^4\text{He}(\alpha)$	4,5	"	1088	5064	5030	[15]
^{12}C	4,5	"	1717	7545	10460	[16]
^{14}N	2,9	ЛБЛ	1027	4797	5778	[17]
^{22}Ne	4,1	ОИЯИ	4070	17283	25615	[18]
^{56}Fe	2,5	ЛБЛ	1890	8307	16877	(наши дан- ные)
Все			15530	67901	78880	

Г л а в а П

МНОЖЕСТВЕННОСТИ СИЛЬНОИОНИЗИРУЮЩИХ ЧАСТИЦ В ЯДРО- ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЯХ

Множественности различных типов вторичных частиц - наиболее простые и сравнительно легко измеряемые характеристики множественного рождения и фрагментации ядер в высокоэнергичных адрон- и ядро-ядерных соударениях. Наибольшее количество информации, как экспериментальной, так и теоретической, относится именно к этой характеристике и её зависимости от первичной энергии и других параметров соударения. Числа и состав частиц конечного состояния чаще всего используют и для проверки предсказаний различных теоретических подходов к множественным процессам, хотя довольно давно уже стало очевидным, что множественность - наименее чувствительная характеристика для выбора между многочисленными и часто противоречащими друг другу по своей физической аксиоматике моделями [19, 20].

При этом нужно отметить, что если характеристики адрон-ядерных (hA) взаимодействий изучались в довольно широком энергетическом интервале (в настоящее время - до 800 ГэВ в экспериментах на ускорителях с неподвижной мишенью), ядро-ядерные взаимодействия были до недавнего времени доступными для точных экспериментов лишь при $E_0 \sim$ нескольких ГэВ/нуклон, достижимых на ускорителях ОИЯИ и ЛБЛ. Лишь в самое последнее время начались эксперименты на ускорителях в Брукхейвене (~ 15 ГэВ/нуклон) и ЦЕРН'е (до 200 ГэВ/нуклон). Подчеркнём, что речь идёт, в основном, о множественностях релятивистских частиц, что же касается медленных частиц, то, как уже отмечалось во введении, имеющаяся информация крайне скудна. Помимо самостоятельного интереса, изучение и систематизация свойств сильноионизирующих медленных частиц из ядро-

ядерных взаимодействий при энергиях ускорителей ЛБЛ и ОИЯИ могут иметь важное значение при постановке и анализе экспериментов в новом энергетическом интервале в десятки и сотни ГэВ/нуклон.

Нельзя, конечно, забывать об информации, накопленной в экспериментах с космическими лучами, которая сохраняет своё значение своеобразного ориентира при продвижении в область всё более высоких первичных энергий. Тем не менее "космические" данные сильно проигрывают соответствующим ускорительным как по качеству, так и количеству "надёжно измеренных" характеристик столкновений. Статистика "космических" экспериментов обычно невелика и относится к очень широкому и не вполне определённом интервалу E_0 (эмульсионные эксперименты).

2.1. Средние множественности

Начнём с рассмотрения средних множественностей сильноионизирующих (h) частиц в $^{56}\text{Fe}-E_m$ взаимодействиях. Как уже отмечалось, условия идентификации b - и g -частиц в обеих использованных стопках были практически одинаковыми и данные в пределах ошибок согласуются между собой. Поэтому ниже будет рассматриваться полный ансамбль из 1890 событий. При анализе данных нужно иметь в виду, что ^{b} связи с небольшой первичной энергией ($E_{\text{кин.}} = 1,7$ ГэВ/нуклон) разделение между фрагментами ядра-мишени и "рождёнными" (ливневыми) частицами в нашем случае ещё более условно, нежели в обычных эмульсионных экспериментах при высоких (десятки и сотни ГэВ) энергиях. Из простых соображений, связанных с геометрическим подходом к ядро-ядерному соударению, и учёта законов сохранения можно ожидать появления заметного числа "рождённых" частиц с малыми ($P < 1$ ГэВ/с) импульсами, свойственными так называемым "серым" трекам. Таким образом примесь этих частиц среди сильноионизирую-

ких может быть в нашем случае большой, чем при ультрарелятивистских энергиях и в адрон-ядерных событиях. Можно, однако, ожидать и обратного эффекта - увеличения доли протонов ядра-мишени среди релятивистских частиц, в особенности для центральных соударений сравнительно тяжёлых ядер-снарядов с лёгкой компонентой эмульсии (эффект "увлечения"). Все эти обстоятельства ещё ждут экспериментального изучения.

Значения средних множественностей b -, g - и h -частиц в различных ансамблях взаимодействий ядер ^{56}Fe в эмульсии приведены в таблице 2.

Здесь же для сравнения выписаны соответствующие значения для протон-ядерных (pA) соударений при близком первичном импульсе $p_0 = 3,1$ ГэВ/с [13], а также отношения $\langle n_g \rangle / \langle n_b \rangle$ для всех ансамблей.

Таблица 2.

Ансамбль	$\langle n_b \rangle$	$\langle n_g \rangle$	$\langle n_h \rangle$	$\langle n_g \rangle / \langle n_b \rangle$
Fe-Em	$4,40 \pm 0,10$	$8,93 \pm 0,25$	$13,32 \pm 0,32$	$2,03 \pm 0,07$
p-Em	$3,83 \pm 0,11$	$2,53 \pm 0,07$	$6,36 \pm 0,15$	$0,66 \pm 0,02$
Fe-CNO	$1,92 \pm 0,06$	$2,83 \pm 0,08$	$4,76 \pm 0,08$	$1,47 \pm 0,06$
p-CNO	$1,64 \pm 0,05$	$1,32 \pm 0,04$	$2,96 \pm 0,07$	$0,08 \pm 0,03$
Fe-AgBr	$7,13 \pm 0,14$	$15,26 \pm 0,38$	$22,39 \pm 0,44$	$2,14 \pm 0,07$
p-AgBr	$4,78 \pm 0,11$	$3,06 \pm 0,07$	$7,84 \pm 0,16$	$0,64 \pm 0,02$

В таблице 3 представлены нормированные

$$R = \langle n_{Fe} \rangle / \langle n_p \rangle \quad (2.1)$$

и удельные

$$R' = \langle n_{Fe} \rangle / \langle n_{int} \rangle \quad (2.2)$$

множественности изучаемых частиц для тех же групп соударений

(значения R' приведены в скобках). В (2.1) и (2.2) $\langle n_{Fe} \rangle$ и $\langle n_p \rangle$ - средние множественности для Fe-ядро и p-ядро случаев, а $\langle n_{int} \rangle$ - среднее число взаимодействующих с мишенью нуклонов из ядра-снаряда ^{56}Fe в соответствующем наборе, оценённое в [21] как 19,2; 13,6 и 26,9 (с погрешностью $\sim 0,8$) для эмульсии (Em), CNO и AgBr соответственно. Приведенные значения

Таблица 3

Мишень	$R_b (R'_b)$	$R_g (R'_g)$	$R_h (R'_h)$
Em	$1,15 \pm 0,04$ ($0,23 \pm 0,01$)	$3,53 \pm 0,14$ ($0,47 \pm 0,01$)	$2,05 \pm 0,07$ ($0,69 \pm 0,02$)
CNO	$1,17 \pm 0,05$ ($0,14 \pm 0,01$)	$2,14 \pm 0,09$ ($0,21 \pm 0,02$)	$1,61 \pm 0,05$ ($0,35 \pm 0,02$)
AgBr	$1,49 \pm 0,05$ ($0,27 \pm 0,02$)	$4,99 \pm 0,17$ ($0,57 \pm 0,02$)	$2,86 \pm 0,08$ ($0,83 \pm 0,03$)

- определены экспериментально (см. главу I), можно отметить, что они довольно близки к расчётным по известной формуле

$$\langle n_{int} \rangle = A_p \sigma_{in}^{NB} / \sigma_{in}^{AB}, \quad (2.3)$$

где σ_{in}^{NB} и σ_{in}^{AB} - неупругие сечения нуклон- и ядро-ядерного столкновения соответственно.

Из данных таблиц 2, 3 следует:

I. Множественность $\langle n_b \rangle$ самых медленных фрагментов мишени зависит от массового числа ядра-снаряда A_p довольно слабо, что соответствует (приблизённо!) принципу факторизации сечений при фрагментации (см., например, [23, 9]). Тем не менее можно отметить, что имеющаяся зависимость (возрастание) $\langle n_b(A_p) \rangle$ тем сильнее, чем больше A_T . Так для $\langle A_T \rangle = 14$ $\langle n_b \rangle$ возрастает от p к Fe всего на 17%, а для $\langle A_T \rangle = 94$ - в полтора раза (табл.3).

Следует иметь в виду здесь, что данные для соударений со сложной мишенью (эмульсией) - малопоказательны, так как вероятности столкновения с различными компонентами её зависят от снаряда. Так, вероятность столкновения со свободным водородом эмульсии возрастает от 4% от общего числа неупругих событий в эмульсии для протонов до 17% для ядра ^{56}Fe . Таким образом, для определённых выводов об A_p -зависимости множественностей предпочтительней рассмотрение ансамблей с близкими массовыми числами ядер-мишеней (взаимодействия с CNO и AgBr (табл.3)). Видно, что упомянутый принцип факторизации сечений - лишь грубое приближение, особенно при большой массе "ядра-партнёра".

A_T -зависимость $\langle n_b \rangle$ существенно сильнее, она возрастает с увеличением A_T от 14 до 94 в 3-4 раза. При аппроксимации зависимости $\langle n_b(A_T) \rangle$ степенной формой $\langle n_b \rangle \sim A_T^{\alpha_T}$, $\alpha_T = 0,56 \pm 0,03$ для $p\text{-Em}$ соударений и $0,69 \pm 0,04$ для Fe-Em . Напомним, что при высоких ($E_0 \geq 10$ ГэВ) энергиях в адрон-ядерных соударениях $\alpha \approx 2/3$ [20]. Таким образом, отмеченная (сильная) зависимость $\langle n_b(A_T) \rangle$ слабо зависит от массового числа ядра-снаряда A_p .

2. Средняя множественность "серых" треков $\langle n_g \rangle$ также зависит от A_p и A_T . A_p -зависимость $\langle n_g \rangle$ сильнее, чем для $\langle n_b \rangle$. Для соударений с CNO $\langle n_g \rangle_{\text{Fe}} / \langle n_g \rangle_p = 2,1$, а для AgBr это отношение приближается к 5 (см.табл.3). Тем не менее эта зависимость слабее, чем $\langle n_g(A_T) \rangle$, которая, будучи аппроксимированной степенной формой $\langle n_g \rangle \sim A_T^{\alpha_T}$, даёт $\alpha_T = 0,44 \pm 0,03$ для протонов и $0,88 \pm 0,06$ для ^{56}Fe .

Если принять во внимание также данные о зависимости $\langle n_s \rangle$ от A_p и A_T , полученные по событиям из первой стопки в [21], можно сделать следующее заключение: средние множественности вторичных заряженных частиц возрастают с увеличением A_p (в рассматриваемой области $A_p \leq 56$) тем слабее, чем меньше их импульс в л.с.к.

Для зависимости же от A_T определяющим фактором являются размеры ядра-мишени.

3. Обращает на себя внимание существенное изменение доли g - и b -частиц среди всех сильноионизирующих : отношение $\langle n_g \rangle / \langle n_b \rangle$ возрастает с увеличением A_p в несколько раз. Этот рост тем сильнее, чем тяжелей мишень. Лишь незначительная часть его может быть отнесена к увеличению вклада "рождённых" частиц в h -частицы; этот эффект, главным образом, связан с "ужесточением" энергетического спектра фрагментов мишени, довольно хорошо исследованного явления в событиях с лёгкими ядрами-снарядами [24].

4. Удельные множественности R' (табл.3) значительно меньше, чем соответствующие средние множественности в pA -соударениях. Это означает сильное нарушение "суперпозиционного" принципа*) для фрагментационных частиц. Как отмечалось в [21], значительно меньшей, чем $\langle n_s \rangle_{pA}$, является её удельная множественность R'_s для релятивистских частиц из ^{56}Fe -ядерных соударений: при этом и сами $\langle n_g \rangle$ и $\langle n_s \rangle$ в них при малых n_{int} значительно меньше таковых в pA , что, очевидно, связано с крайней периферичностью этих событий.

Пожалуй наиболее адекватной теоретической моделью сложного процесса ядро-ядерного соударения при рассматриваемых (несколько ГэВ/нуклон) энергиях является каскадно-испарительная модель (см., например, [2]). Для количественного сопоставления наших экспериментальных данных с КИМ, мы воспользуемся результатами расчёта характеристик $^{56}\text{Fe}-Em$ соударений при $p_0 = 2,5$ ГэВ/с/нуклон,

*) Речь идёт о так называемых "суперпозиционных" моделях ядро-ядерных взаимодействий, согласно которым эти взаимодействия сводятся к некогерентной сумме более "элементарных" нуклон-нуклонных или нуклон-ядерных соударений.

выполненных сотрудниками ОИЯИ В.Д.Тонеевым и К.К.Гудимой для лаборатории релятивистской ядерной физики ИЯФ АН УзССР по дубненской версии этой модели [25-27].

Как в любой другой разновидности КИМ, в [25-27] ядро-ядерное взаимодействие фактически представляет собой суперпозицию двухчастичных столкновений. При этом учитываются, однако, не только множественное образование частиц в соударениях, но и поглощение части рождённых частиц, трейлинг-эффект и принцип Паули, диффузный характер внутриядерного распределения нуклонов, учёт их взаимодействия в конечном состоянии и ряд других побочных эффектов. Подробности расчётов описаны в [25-27], здесь нужно отметить лишь то, что их результаты представлены в виде разыгранных по методу Монте-Карло событий с учётом особенностей нашего эксперимента и, в частности, используемых экспериментальных условий измерений и ограничений. Обработка этих событий производилась так же, как в эксперименте.

Сравнение экспериментально измеренных средних множественностей сильноионизирующих частиц с расчётными представлено в табл.4. Его можно считать в пользу рассмотренной версии КИМ - расчётные данные находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными, хотя это обстоятельство, пожалуй, не является удивительным. Удовлетворительное описание каскадной моделью средних множественностей можно распространить и на ρ -частицы из $^{56}\text{Fe}-E_m$ взаимодействий [7].

Таблица 4.

Тип частицы	Ансамбль	Средняя множественность	
		эксперимент	К И М
b	Fe-CNO	$1,92 \pm 0,06$	1,52
	Fe-AgBr	$7,13 \pm 0,14$	6,64

g	Fe-Em	$4,40 \pm 0,10$	3,66
	Fe-CNO	$2,83 \pm 0,08$	3,35
	Fe-AgBr	$15,26 \pm 0,38$	15,6
	Fe-Em	$8,93 \pm 0,25$	8,56
h	Fe-CNO	$4,76 \pm 0,08$	4,88
	Fe-AgBr	$22,39 \pm 0,44$	22,2
	Fe-Em	$13,32 \pm 0,32$	12,2

2.2. Распределения по множественности

Распределения по множественности – более чувствительная характеристика процесса, чем его моменты. Дифференциальные распределения чисел событий по n_b , n_g и n_h для полного ансамбля Fe-Em соударений приведены на рис.3. На рис.4 показаны эти же распределения для подансамблей столкновений с лёгкими и тяжёлыми ядрами эмульсии в сравнении с соответствующими распределениями для p-CNO и p-AgBr соударений при близком $p_0 = 3,1$ ГэВ/с.

Видно, что форма n_b -распределения существенно не изменяется в области $A_p = 1 \div 56$, хотя и обогащается с ростом A_p событиями с $n_h = 0$. Это происходит вследствие уже упоминавшегося выше перераспределения вероятностей взаимодействия с различными компонентами эмульсии – прежде всего из-за четырёхкратного увеличения вероятности столкновения со свободным водородом эмульсии, в котором около половины событий имеют $n_h = 0$. Что же касается распределения по n_g , то оно сильно сдвигается в сторону больших n_g .

Суммарное распределение сильноионизирующих частиц по n_h сильно "растягивается" при увеличении A_p , обнаруживая для Fe-Em столкновений три довольно хорошо разделённых максимума – при $n_h = 0$; 5 и очень широкий – при $20 \div 30$. Эти максимумы соответствуют событиям на трёх группах эмульсионных ядер (H, CNO, AgBr), что и поз-

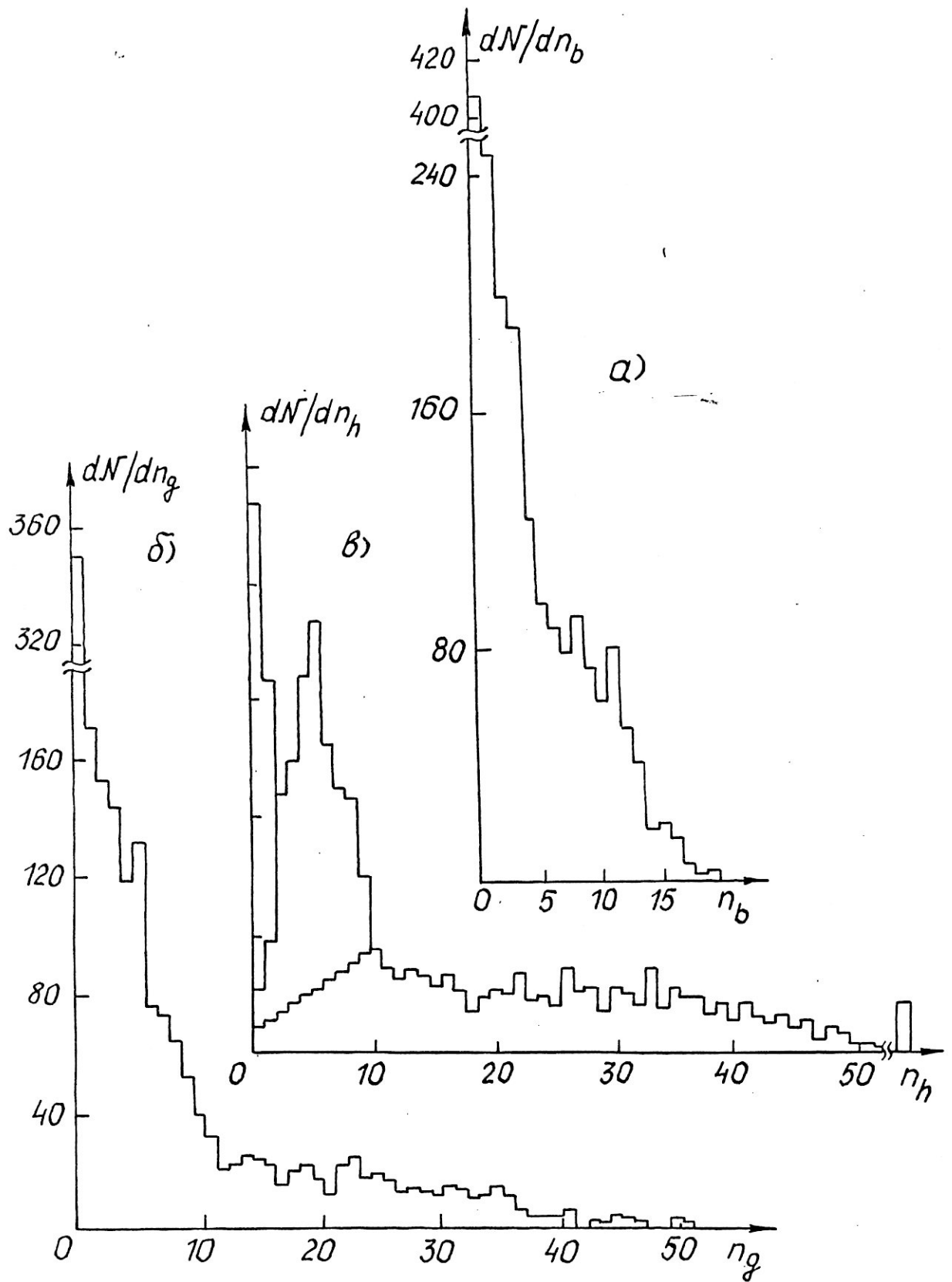


Рис. 3. Распределения по множественности черных (а), серых (б) и всех сильноионизирующих (в) частиц в Fe-Em взаимодействиях.

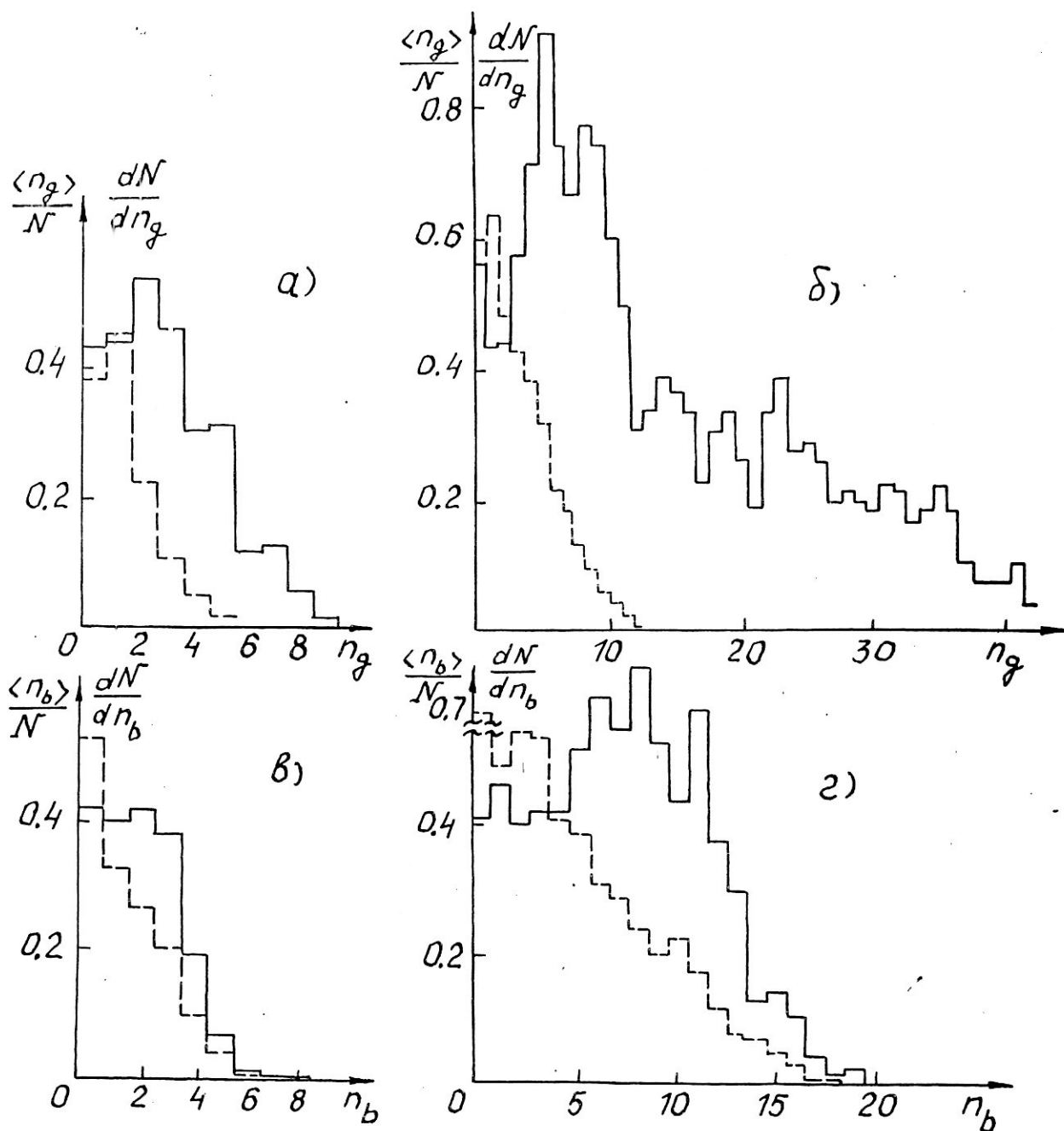


Рис. 4. Распределения по n_g (а, б) и n_b (в, г) в Fe-SNO (а, в) и Fe-AgBr (б, г) соударениях при $p_0/A = 2,5$ ГэВ/с. Пунктир-соответствующие распределения для p-SNO и p-AgBr соударений при 3,1 ГэВ/с.

волило нам ранее довольно надёжно разделить полный ансамбль событий на соответствующие подансамбли (рис.2). Так, неравенство $n_h > 8$ сразу "отбирает" $\sim 85\%$ всех $Fe-AgBr$ событий и лишь $\sim 15\%$ выделяются статистически.

Обращает на себя внимание довольно значительное число событий с $n_h > 45$ (напомним, что заряд самого тяжёлого эмульсионного ядра $z_{Ag} = 47$), что с достоверностью означает наличие среди сильноионизирующих (в подавляющем большинстве - среди "серых") частиц "рождённых" (мезонов). Мы уже отмечали, что это вполне возможно при сравнительно невысоких первичных энергиях ускорителей релятивистских ядер в Беркли и Дубне. Тем не менее можно с уверенностью констатировать сильное увеличение с ростом A_p доли событий с так называемым "полным развалом" ядра-мишени. Например, доля событий с $n_h \geq 28$ возрастает от ~ 0 для $p-Em$ до $\sim 19\%$ для $Fe-Em$ взаимодействий.

Количественное сравнение данных на рис.3 и 4 с предсказаниями описанной выше дубненской версии КИМ подтверждает сделанные ранее при сравнении средних множественностей выводы об удовлетворительном описании моделью экспериментальных данных. Ранее это уже отмечалось в [7] с использованием половинной статистики нашего эксперимента. Мы хотим, однако, рассмотреть вопрос о форме распределений по n_b , n_g и n_h более подробно.

2.3. О форме интегральных n_b -, n_g - и n_h -спектров в ядро-ядерных взаимодействиях

Известно [1, 2, 20], что форма распределений по числу медленных сильноионизирующих частиц - фрагментов ядер-мишеней замечательно устойчива к изменению первичной энергии E_0 в адрон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях. В работе [28] было показано, что эти распределения в интервале первичных энергий $E_0 = 20-$

-400 ГэВ хорошо описываются простыми экспоненциальными формулами вида

$$W(\geq x) \sim \exp(-x/x_0), \quad (2.4)$$

где $x = n_g, n_b^2, n_h^2$; x_0 - константа. Позднее в протон-ядерных соударениях при энергиях ускорителей релятивистских ядер в Беркли и Дубне было обнаружено [29] нарушение экспоненциального закона (2.4) и высказано предположение о том, что в этой области первичных энергий ещё не установился режим так называемой "предельной фрагментации" [30] для достаточно тяжёлых ядер-мишеней. Что же касается ядро-ядерных взаимодействий, практически никакой информации о форме распределений по числам различных типов сильноионизирующих частиц и её зависимости от массового числа A_p ядра-снаряда не имеется; здесь мы имеем целью в какой-то степени заполнить этот пробел.

На рис.5-8 соответственно представлены интегральные распределения по n_i и n_i^2 ($i = b, g, h$) для Fe-Em взаимодействий в сравнении с аналогичными распределениями для ^{12}C -Em событий при $p_0/A = 4,5$ ГэВ/с, ^{14}N -Em событий при $p_0/A = 2,9$ ГэВ/с и ^{22}Ne -Em соударений при $p_0/A = 4,1$ ГэВ/с. Всего статистика событий, использованных при построении интегральных спектров рис.5-8 составила около 9 тыс., причём все они отбирались единообразно и без какой-либо дискриминации. На рис. 8 кривыми показаны также распределения $W(\geq n_h^2)$ для p-Em взаимодействий при $p_0 = 3,1$ и $4,5$ ГэВ/с [29]. Из приведенных на рис.5-8 данных следует:

1. В ядро-ядерных взаимодействиях при рассматриваемых энергиях ускорителей ЛБЛ и ОИЯИ простые экспоненциальные функции типа (2.4) не описывают интегральные спектры множественностей сильноионизирующих частиц, т.е. форма этих распределений отлична от свойственной адрон-ядерным соударениям при высоких энергиях. Это утверждение справедливо не только для ядро-эмульсионных событий

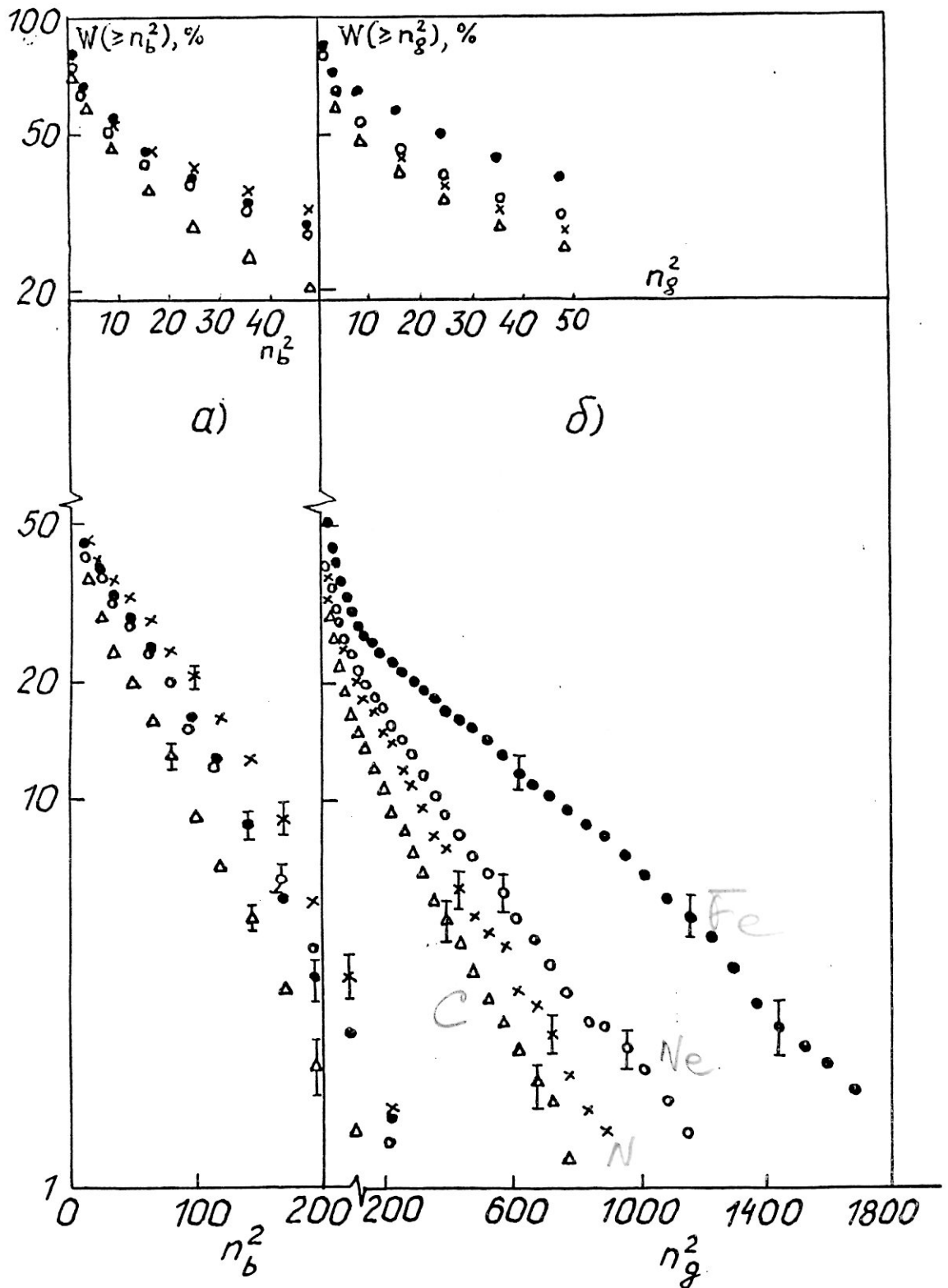


Рис.5. Зависимости $W(\geq n_i^2)$ ($i = b, g$) от n_b^2 (а) и n_g^2 (б) для $^{12}\text{C-Em}$ (треугольники), $^{14}\text{N-Em}$ (кресты), $^{22}\text{Ne-Em}$ (светлые кружки) и $^{56}\text{Fe-Em}$ (темные кружки) соударений.

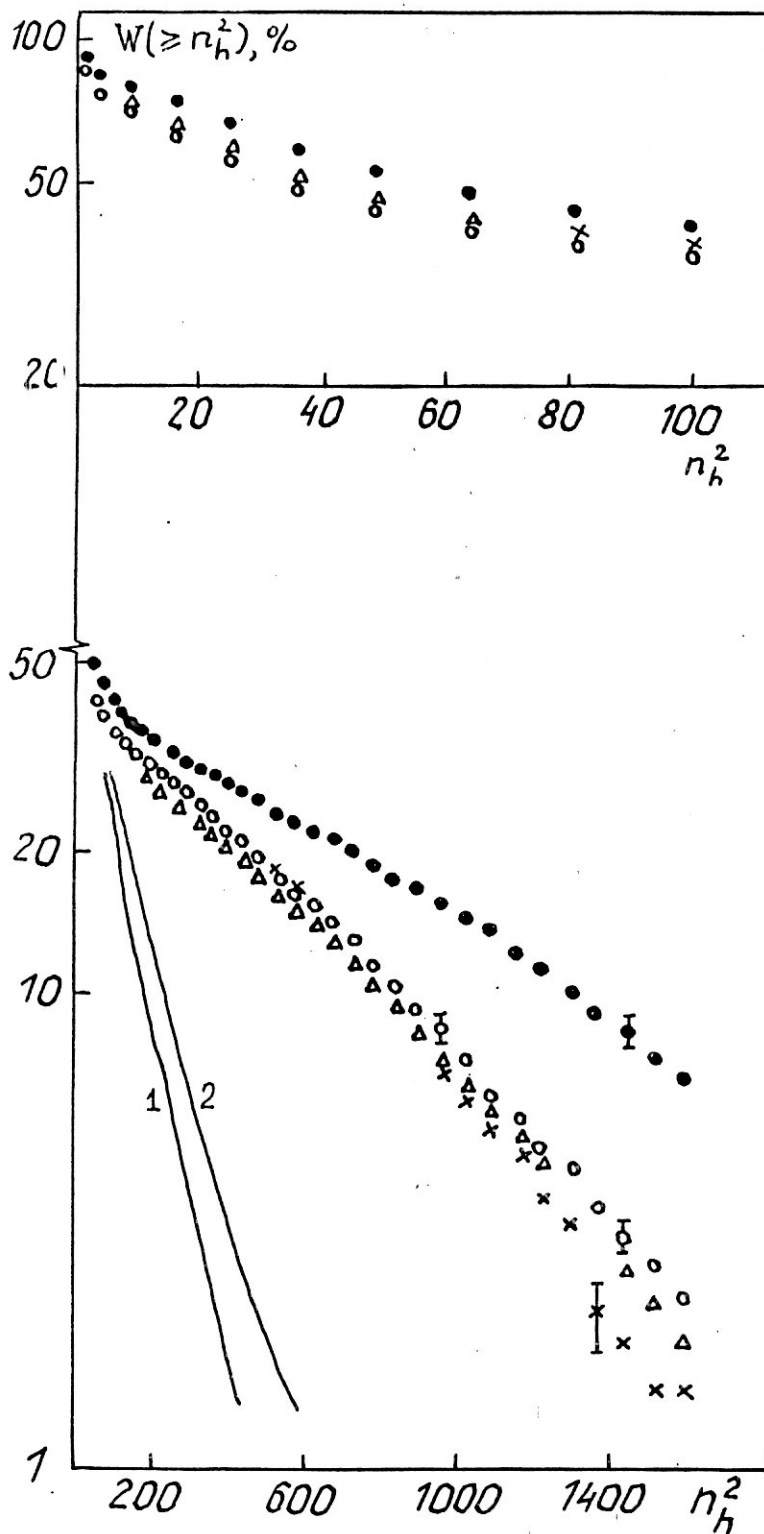


Рис. 6. Зависимости $W(\geq n_h^2)$ от n_h^2 . Обозначения - те же, что на рис. 5. Кривые - соответствующие зависимости для p - $E_{\text{п}}$ соударений при 3,1 (1) и 4,5 (2) ГэВ/с.

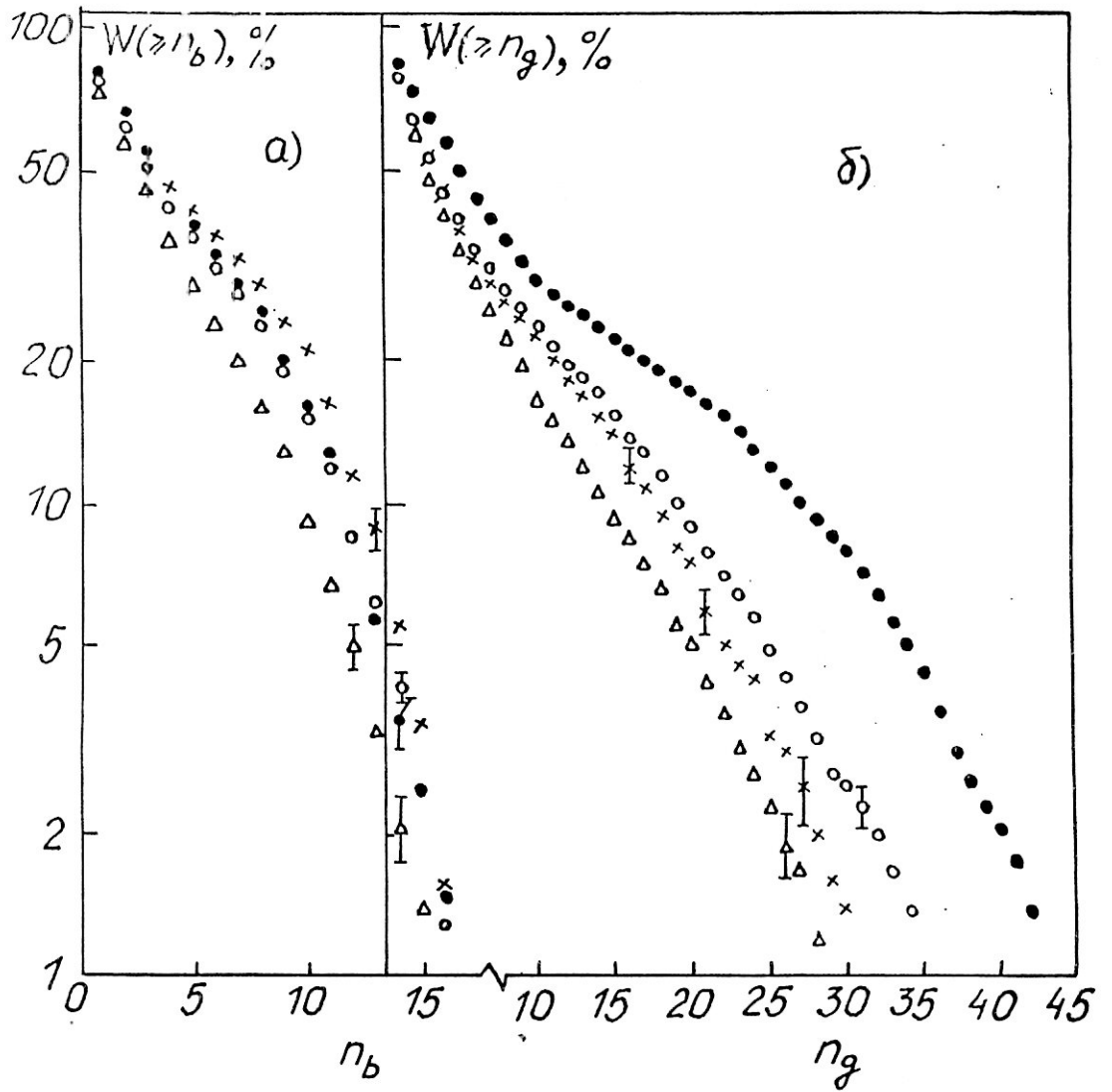


Рис. 7. Зависимости $W(\geq n_i)$ ($i = b, g$) от n_b (а) и n_g (б). Обозначения - те же, что на рис. 5.

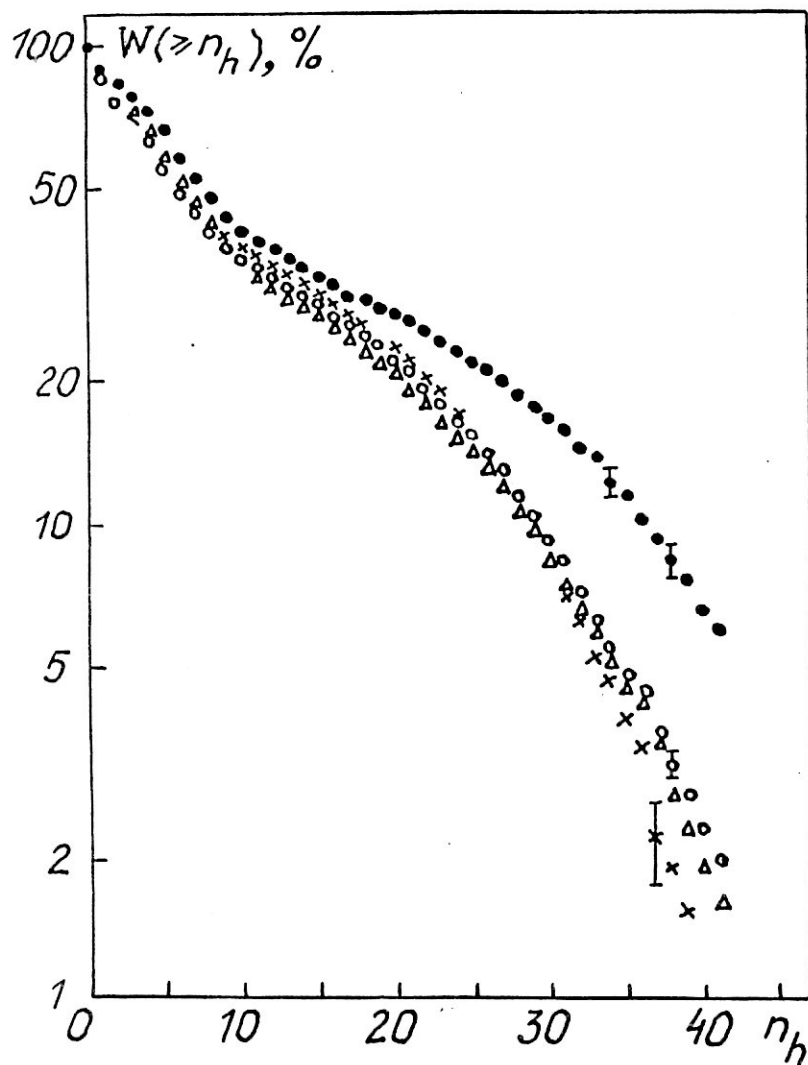


Рис. 8. Зависимости $W(\geq n_h)$ от n_h .
 Обозначения - те же, что на рис. 5.

(напомним, что эмульсия содержит в себе ядра-мишени от водорода до серебра), но и, например, для группы соударений лишь с "тяжёлыми" ядрами эмульсии Вг, Аг. Действительно, как хорошо известно, случаи с $n_h > 8$ (или $n_g > 5$ или $n_b > 3$) практически целиком обусловлены столкновениями с тяжёлыми ядрами. Однако, как видно из данных рис. 5-8 и при этих значениях аргументов распределения не могут быть аппроксимированы прямыми. Таким образом, форма n_h -, n_g - и n_b -спектров при рассматриваемых энергиях отлична от высокоэнергичного случая hA -соударений для любых ядер-мишеней, входящих в состав эмульсии. Лишь распределение $W(\geq n_g^2)$ обнаруживает некоторую "тенденцию" быть описанным экспоненциальной формой (2.4).

2. Сравнение представленных на рис. 5-8 спектров частиц из p -Em соударений при небольших E_0 с аналогичными при $E_0 = 20$ -400 ГэВ [28] показывает, что в нашем случае наблюдается подавление больших множественностей продуктов фрагментации ядра-мишени. Этот вывод ещё более усиливается, если учесть возможную примесь рождённых частиц, о которой шла речь выше, - в основном пионов среди h - (в особенности g -) частиц, которая должна возрастать с уменьшением E_0 . Другими словами, мы наблюдаем при энергиях ускорителей в Беркли и Дубне явное влияние закона сохранения энергии-импульса, который делает при умеренных E_0 невозможным большие передачи энергии-импульса остаточному фрагментирующему ядру-мишени. Было бы крайне интересным для установления действительной разницы между адрон-ядерными и ядро-ядерными событиями (т.е. при близких энергиях в области выше "порога" установления режима предельной фрагментации) исследовать n_h -, n_b - и n_g -распределения в ядро-ядерных соударениях при энергиях 15-200 ГэВ/нуклон, ставших доступными для эксперимента в самое последнее время.

Наши данные подтверждают вывод о том, что область ускорите-

лей в Дубне и Беркли находится ниже упомянутого энергетического "порога".

Г л а в а Ш

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МЕДЛЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Угловые распределения – один из важнейших источников информации об одночастичных спектрах различных типов вторичных частиц, образованных в процессах множественного рождения частиц и фрагментации ядер в неупругих взаимодействиях высокоэнергичных частиц и ядер с ядрами. В условиях, когда импульсные измерения на треках вторичных частиц затруднены или невозможны, они и единственный источник сведений о различных одночастичных распределениях и их характеристиках. Угловые распределения измерялись в соударениях с ядрами от низких до сверхвысоких (космические лучи) первичных энергий и их свойства могут быть прослежены в очень широком интервале E_0 .

Как и другие характеристики ядро-ядерных столкновений, угловые характеристики сильноионизирующих треков изучены, пожалуй, в меньшей степени, нежели для релятивистских частиц. Это, по-видимому, связано с их замечательной устойчивостью к изменению E_0 , а также с тем фактом, что явление фрагментации ядра в ядро-ядерном соударении предпочтительней изучать для ядра-снаряда ввиду отсутствия пороговых эффектов при регистрации фрагментов, большей лёгкости измерений на них и возможностью изучать это явление в условиях очень малых передач энергии-импульса [23, 31, 32].

Тем не менее фрагментационные свойства ядер-мишеней представляют безусловный интерес хотя бы потому, что, будучи пока более тяжёлыми, чем ядра-снаряды, могут проявить какие-либо коллективные черты (например, типа проявления ядерных ударных волн [33-35]) с большей определённостью, чем ядра-снаряды, диапазон массовых чисел которых остаётся более узким. Представляет, нако-

нец, очевидный интерес сравнительный анализ фрагментационных свойств определённой мишени (в частности, ядерной эмульсии вследствие большого числа экспериментальных работ, выполненных в одинаковых или близких условиях) под действием различных частиц и ядер-снарядов при близких энергиях и, в особенности, при энергиях ускорителей релятивистских ядер в Беркли и Дубне. Такой анализ и будет составлять основное содержание данной главы.

3.1. Угловые распределения ν - и g -частиц в $^{56}\text{Fe}-E_m$ соударениях

Одночастичные инклюзивные распределения "чёрных" и "серых" треков из ^{56}Fe -ядерных соударений представлены на рис.9 (θ -пространственный или полярный угол вылета вторичной частицы с направлением движения первичной). Здесь же для сравнения показаны соответствующие распределения для p -ядерных взаимодействий при $p_0 = 3,1$ ГэВ/с [13]. Данные рис.9 показывают, что качественно форма угловых распределений сильноионизирующих частиц в адрон- и ядро-ядерных событиях одинакова. Угловая коллимация "вперёд" для ν -частиц в обоих классах событий значительно сильнее, чем для "чёрных" ("испарительных") частиц.

Простейшей количественной характеристикой угловых спектров служит коэффициент угловой асимметрии "вперёд-назад":

$$\gamma = n_{\theta < \pi/2} / n_{\theta > \pi/2} , \quad (3.1)$$

наглядно показывающий степень угловой коллимации изучаемых частиц; его значения приведены в таблице 5 для обоих классов соударений.

Таблица 5

Ансамбль	γ_ν	γ_g
Fe-E _m	$1,40 \pm 0,04$	$5,88 \pm 0,13$

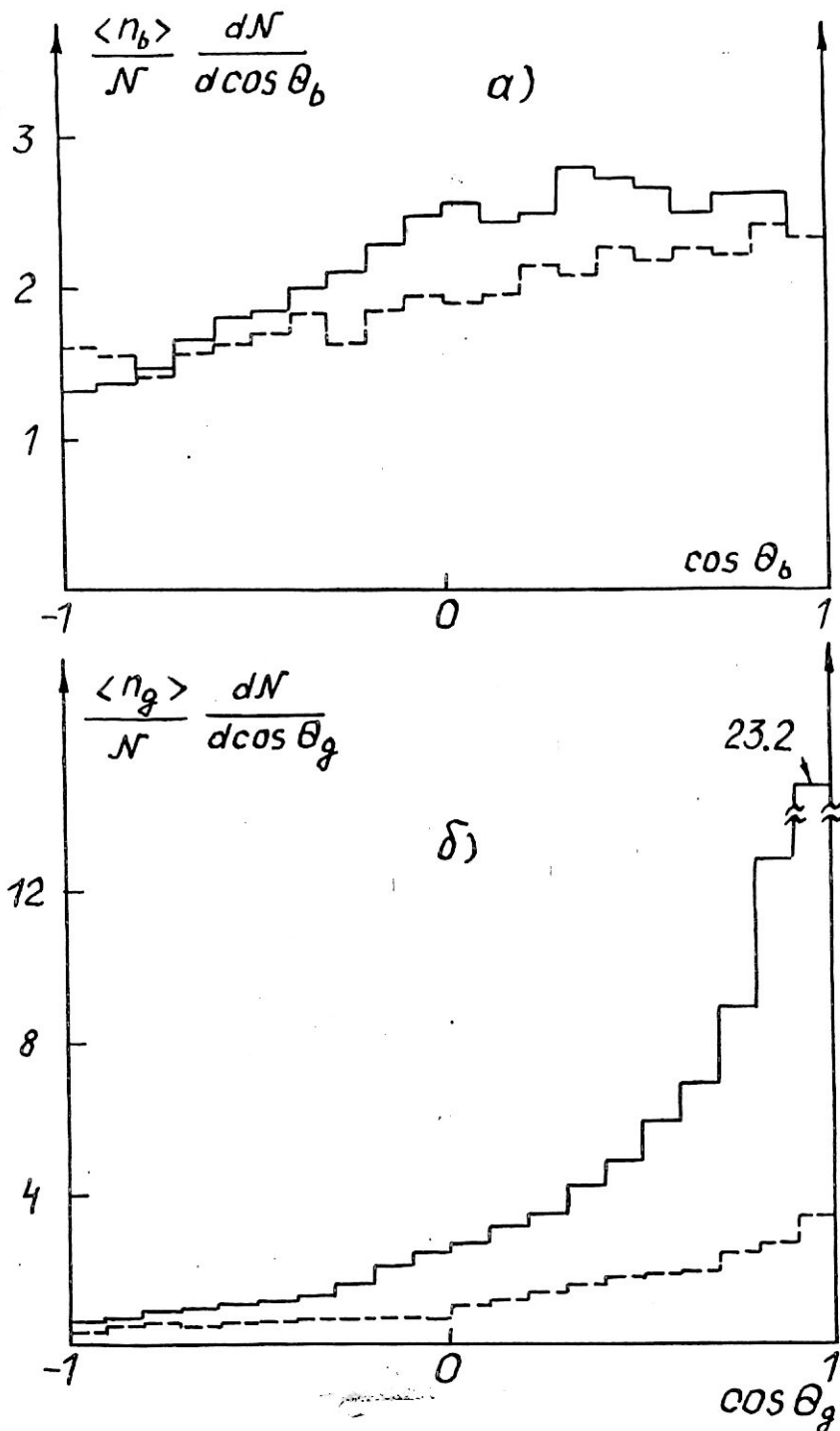


Рис. 9. Инклюзивные распределения по $\cos \theta$ для b - (а) и g - (б) частиц из $Fe-Em$ соударений при $p_0/A = 2,5$ ГэВ/с и $p-Em$ взаимодействий (пунктир) при 3,1 ГэВ/с.

$p-Em$	$1,29 \pm 0,04$	$3,43 \pm 0,15$
$Fe-CNO$	$1,40 \pm 0,08$	$7,33 \pm 0,52$
$p-CNO$	$1,30 \pm 0,12$	$4,06 \pm 0,51$
$Fe-AgBr$	$1,38 \pm 0,03$	$5,72 \pm 0,13$
$p-AgBr$	$1,28 \pm 0,04$	$3,33 \pm 0,16$

Как видно из представленных данных, при переходе от протон-к ядро-ядерному соударению существенно возрастает угловая коллимация "вперёд" для ρ -частиц. В более слабой степени этот эффект присущ и b -частицам. Одной из возможных причин увеличения γ может служить возрастающая примесь "рождённых" частиц, однако, следует отметить, что для b -частиц этим обстоятельством, с очевидностью, можно пренебречь.

Можно заметить и A_T -зависимость коэффициента асимметрии χ_ρ : для лёгких ядер-мишеней асимметрия "серых" треков больше, чем для тяжёлых. Это может быть следствием эффектов перерассеяний при прохождении медленных частиц через ядерное вещество.

Ниже мы покажем, что наиболее велика угловая асимметрия ρ -частиц в столкновениях ядра ^{56}Fe с лёгкой мишенью (CNO) при центральных соударениях (малых прицельных параметрах). Это указывает на то, что основной вклад в возрастание χ_ρ при переходе от нуклон-к ядро-ядерному соударению вносит, по-видимому, эффект "увлечения" ядром-снарядом нуклонов мишени.

Как видно из рис. 9, угловое распределение b -частиц в $Fe-Em$ взаимодействии обнаруживает широкий максимум в области $\theta = 70-80^\circ$, отсутствующий в $p-Em$ событиях при близком E_0 /нуклон. Не что подобное в угловых распределениях фрагментов мишени имело место и в некоторых других экспериментах [36,37]. Ниже мы обсудим этот эффект более подробно, сравнивая данные для $^{56}Fe-Em$ соударений с другими ядро-ядерными ансамблями и используя другие характе-

ристики угловых спектров.

3.2. Асимметрия угловых распределений медленных частиц в ядро-ядерных столкновениях

В данном разделе мы систематизируем данные по степени угловой коллимации сильноионизирующих фрагментов ядер-мишеней для большого числа ансамблей ядро-ядерных соударений при энергиях в несколько ГэВ/нуклон и исследуем зависимость коэффициента асимметрии γ (3.1) от массовых чисел A_P и A_T взаимодействующих ядер и прицельного параметра соударений в деталях.

Как уже отмечалось, основной экспериментальный факт об угловых распределениях продуктов фрагментации ядер, вытекающий из анализа большого числа экспериментов по адрон- и лептон-ядерным столкновениям при высоких энергиях, состоит в их замечательной устойчивости к изменению энергии расщепляющих их частиц в широком интервале энергий от нескольких ГэВ до нескольких ТэВ. Среди теоретических интерпретаций этого явления должны быть отмечены известные гипотезы предельной фрагментации [30] и ядерного снейлинга [38, 39]; хорошо известно также из экспериментов по hA и ℓA -соударениям, что эти распределения существенно зависят и от энергии фрагмента — чем выше энергия, тем сильнее угловая коллимация "вперёд". Очень мало информации имеется об A -зависимостях угловых спектров, хотя немногочисленные эксперименты, в которых эта зависимость изучалась, определённо свидетельствует о том, что эта зависимость при высоких (десятки и сотни ГэВ) энергиях слаба (см., например, [28]).

На рис. 10 приведены в зависимости от A_P -массового числа ядра-снаряда эмпирические значения коэффициентов асимметрии ρ - и ν -частиц из ядро-эмульсионных взаимодействий при энергиях в несколько ГэВ/нуклон (ускорители ЛБЛ и ОИЯИ). Использовались все ан-

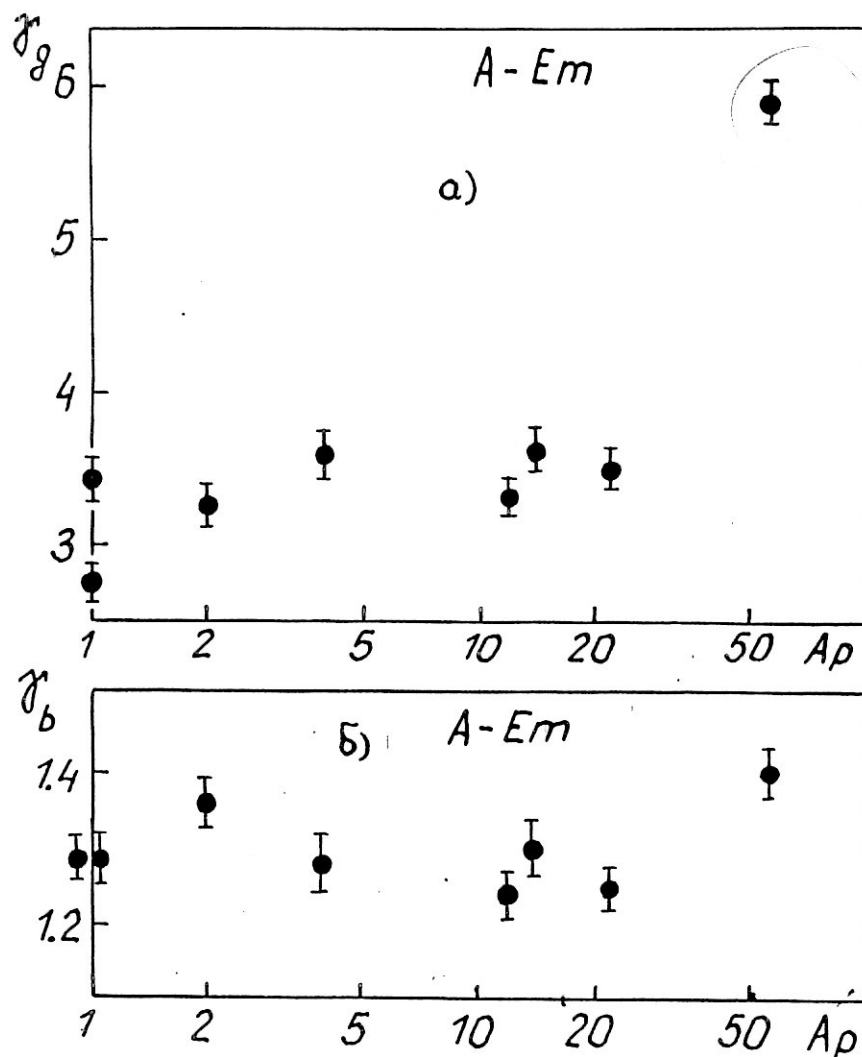


Рис. 10. Зависимости коэффициентов асимметрии углового распределения серых (а) и черных (б) треков из ядро- Em соударений от массового числа ядра-снаряда.

самбли соударений, общие характеристики некоторых были представлены в табл. I главы I.

Как видно из представленных на рис. 10 данных, угловое распределение чёрных треков в пределах ошибок не обнаруживает заметной A_p -зависимости во всём рассмотренном интервале $A_p = 1 \div 56$, хотя предположение о слабом росте угловой коллимации "вперёд", сделанное в предыдущем разделе при сравнении данных по p -Em и $^{56}\text{Fe-Em}$ событиям не может быть исключено. Для g -частиц, однако, аналогичное заключение может быть сделано лишь для области $A_p = 1 \div 22$, т.к. значение χ_g для Fe-Em событий значительно выше, чем для остальных ансамблей. Столь резкое отличие данных для Fe-Em соударений от соответствующих для лёгких ядер-снарядов, по нашему мнению, требует для уверенных выводов дополнительных экспериментов в области $A_p \gg 10-20$, так как возможная примесь среди g -частиц в Fe-Em событиях рождённых частиц заставляют нас быть здесь весьма осторожными. Напомним, что на существенную роль последних прямо указывает заметное число событий с $n_h \geq 45$ (глава 2), при этом ясно, что подавляющее большинство рождённых пионов вылетают в переднюю полусферу.

Можно, однако, с уверенностью констатировать, что в рассматриваемой области энергий (несколько ГэВ/нуклон) коэффициенты χ_g и χ_b заметно выше, чем в области высоких энергий, так при $E_0 = 20-400$ ГэВ, $\chi_b = 1,17 \pm 0,02$, $\chi_g = 2,37 \pm 0,05$ и не зависят от E_0 [28]. Конечно и здесь необходимо принимать во внимание возможную примесь рождения среди g -частиц, вклад их, очевидно, должен возрастать с уменьшением E_0 . Можно, однако, утверждать, что для чёрных треков эта примесь пренебрежимо мала.

Зависимость коэффициентов χ от массового числа A_T ядра-мишени проиллюстрирована таблицей 6 (для b -частиц) и рисунком 11 (для g -частиц). Как видно из представленных данных, степень уг-

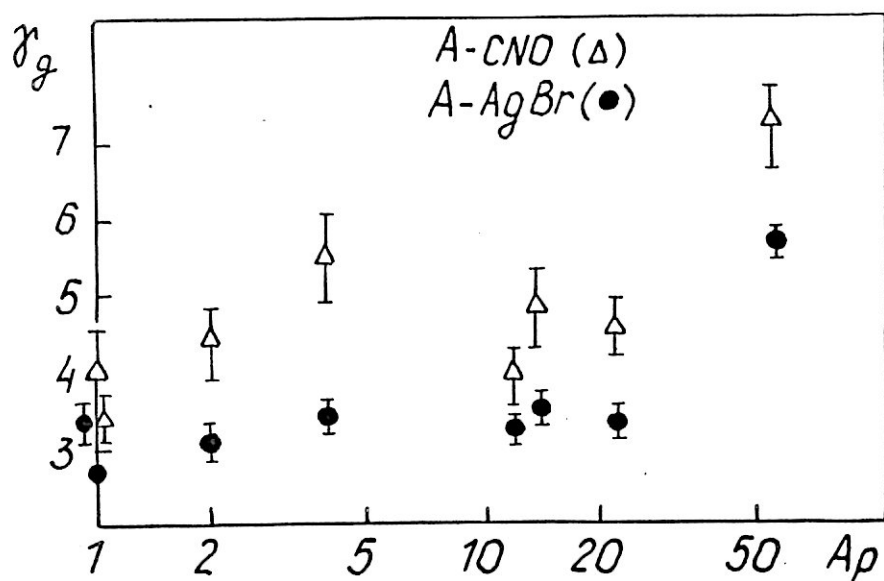


Рис. II. Зависимости коэффициента асимметрии γ_g от A_p ядро-СНО и ядро-АgBr взаимодействий.

ловой коллимации "вперёд" для b -частиц слабо (или вовсе не) зависит от A_T . Статистически обеспеченного превышения γ_b для $A_T = 14$ (CNO) над γ_b для $A_T = 94$ (AgBr) удаётся "добиться", лишь объединяя распределения для разных ядер-снарядов. Что же касается A_p -зависимостей γ_b для CNO и AgBr подгруппы, они практически не отличаются от представленной на рис. 10б.

Рассмотрим теперь данные для g -частиц. Для них A_T -зависимость γ_g является обеспеченной при любых рассмотренных A_p (рис. 11). С ростом A_T степень коллимации "вперёд" для g -частиц уменьшается. Если допустить, что $\gamma_g \sim A_T^\alpha$, то $\alpha = -0,10 \pm 0,07$, $-0,12 \pm 0,05$ и $-0,13 \pm 0,05$ соответственно для pA -соударений при 3,1; 4,5 и 20-400 ГэВ/с, т.е. A_T -зависимость γ_g слабо (или вовсе не) зависит от E_0 . Для ядро-ядерных ансамблей $\alpha = -(0,10 \pm 0,15)$, таким образом A_T -зависимость γ_g слабо зависит и от A_p . Замечательная устойчивость к изменению A_p и E_0 вида A_T -зависимости степени угловой коллимации распределения g -частиц несомненно интересна с точки зрения теоретической интерпретации.

Таблица 6.

Ядро-снаряд	P_0 / A_p , ГэВ/с	γ_b	
		CNO	AgBr
P	20-400	$1,23 \pm 0,06$	$1,17 \pm 0,02$
P	3,1	$1,30 \pm 0,12$	$1,28 \pm 0,04$
P	4,5	$1,35 \pm 0,08$	$1,26 \pm 0,02$
2H	4,5	$1,43 \pm 0,09$	$1,34 \pm 0,03$
4He	4,5	$1,31 \pm 0,12$	$1,28 \pm 0,04$
^{12}C	4,5	$1,23 \pm 0,09$	$1,23 \pm 0,03$
^{14}N	2,9	$1,29 \pm 0,11$	$1,30 \pm 0,04$
^{22}Ne	4,1	$1,29 \pm 0,05$	$1,24 \pm 0,02$
^{56}Fe	2,5	$1,40 \pm 0,08$	$1,38 \pm 0,03$

Уменьшение коэффициента асимметрии с ростом A_T бесспорно служит указанием на значимость эффектов многократных перерассеяний при прохождении сравнительно медленных частиц через ядерное вещество, а его независимость от E_0 и A_P свидетельствует об универсальности этого механизма.

Следует ещё раз подчеркнуть, что представляет интерес проверка представленных в настоящем разделе данных в других экспериментах, где нет проблем с идентификацией сорта частиц в рассматриваемом энергетическом интервале.

Значительный интерес представляет и изучение зависимости степени угловой асимметрии вылета сильноионизирующих фрагментов ядер-мишеней от прицельного параметра ядро-ядерного столкновения. Хотя последний не является измеряемой на опыте величиной, он может быть, как отмечалось в главе I, определён статистически (в среднем) для группы событий по величине суммарного заряда (или массы) непроизводившей (спектаторной) части ядра-снаряда:

$$Q = \sum_i n_i z_i$$

(n_i - число спектаторных фрагментов ядра-снаряда с зарядом z_i), который был измерен в нашем эксперименте для всех лёгких ядер-снарядов и для ядра ^{56}Fe - с ограничениями, описанными в главе I. События с малыми Q соответствуют "центральным" соударениям изучаемых сталкивающихся ядер (малые прицельные параметры), большие Q - "периферическим" соударениям (большие параметры удара).

Для изучения зависимости коэффициента γ угловой асимметрии для g - и b -частиц от "сохранившегося" спектаторного заряда Q ядра-снаряда мы рассмотрели ансамбли неупругих соударений ядер-снарядов углерода, азота, неона - 22 и, разумеется, железа. Напомним, что в соударениях лёгких ядер-снарядов были измерены все заряды спектаторных фрагментов и, таким образом, мы могли прово-

дить анализ в подансамблях событий с фиксированными Q ($Q=0, I, \dots$), z_0 , где z_0 — заряд первичного ядра-снаряда); для $^{56}\text{Fe-Em}$ взаимодействий, как отмечалось в главе I, идентифицировались лишь фрагменты с зарядом $z \leq 8$, поэтому мы здесь и далее будем рассматривать объединённые подгруппы с $Q \leq 5$, $6 \leq Q \leq 10$ и $Q \geq 11$. Это разбиение разумно ещё и потому, что из-за большого z_0^{Fe} группы событий с фиксированными Q для Fe-Em соударений сравнительно малочисленны.

На рисунках 12, 13, как пример, представлены соответственно зависимости коэффициентов (3.1) угловой асимметрии ρ - и b -частиц из $^{12}\text{C-Em}$ и $^{22}\text{Ne-Em}$ взаимодействий от величины Q . Как видно из представленных данных, как γ_b , так и γ_ρ в пределах ошибок не изменяются при изменении Q от $Q = 0$ ("лобовые" соударения с мишенью) до $Q = z_0$ (предельно периферические каналы взаимодействия).

Полученный результат вовсе не тривиален, как это может показаться на первый взгляд, опираясь на описанную выше замечательную устойчивость углового распределения сильноионизирующих продуктов фрагментации ядер-мишеней в л.с.к. к изменению энергии расщепляющих их частиц (предельная фрагментация). Действительно,

мы видели, что угловые распределения ρ -частиц имеют довольно заметную зависимость от A_T : с ростом A_T степень угловой коллимации "вперёд" для них уменьшается по закону

$$\gamma_\rho \sim A_T^\alpha, \quad \alpha \cong -(0,10 \div 0,15). \quad (3.2)$$

Наиболее естественной интерпретацией (3.2) является предположение о влиянии механизма многократных перерассеяний при прохождении частиц отдачи через ядерное вещество. Однако при этом (опять-таки на первый взгляд) следовало бы ожидать ослабления угловой коллимации при уменьшении прицельного параметра взаимодействия, т.е. при переходе от периферических к центральным взаимодействи-

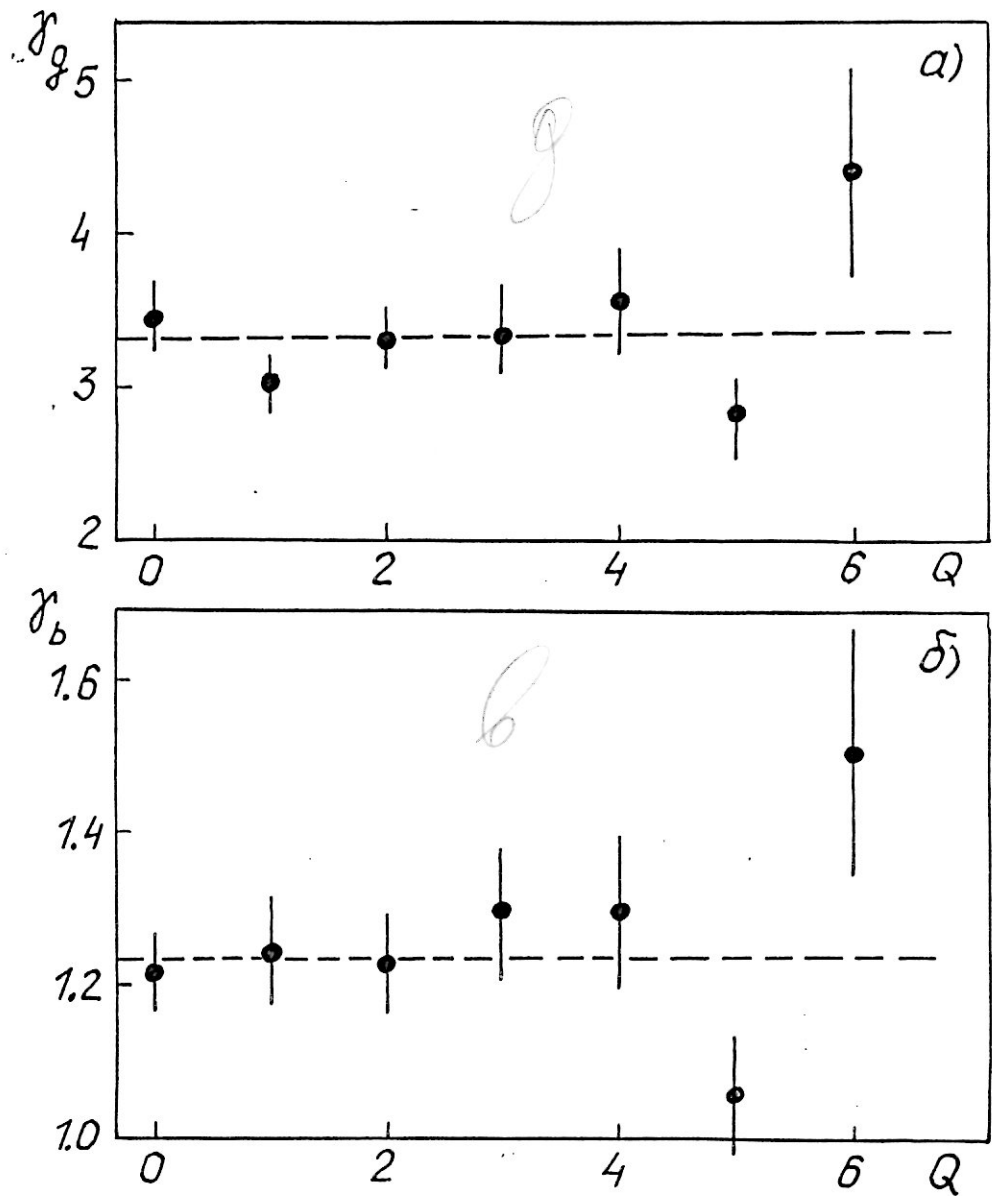


Рис. 12. Зависимости χ_g (а) и χ_b (б) от Q для $^{12}\text{C}-Em$ взаимодействий при $p_0/A = 4,5$ ГэВ/с. Пунктир - значения $\chi_{g,b}$ в полном ансамбле соударений.

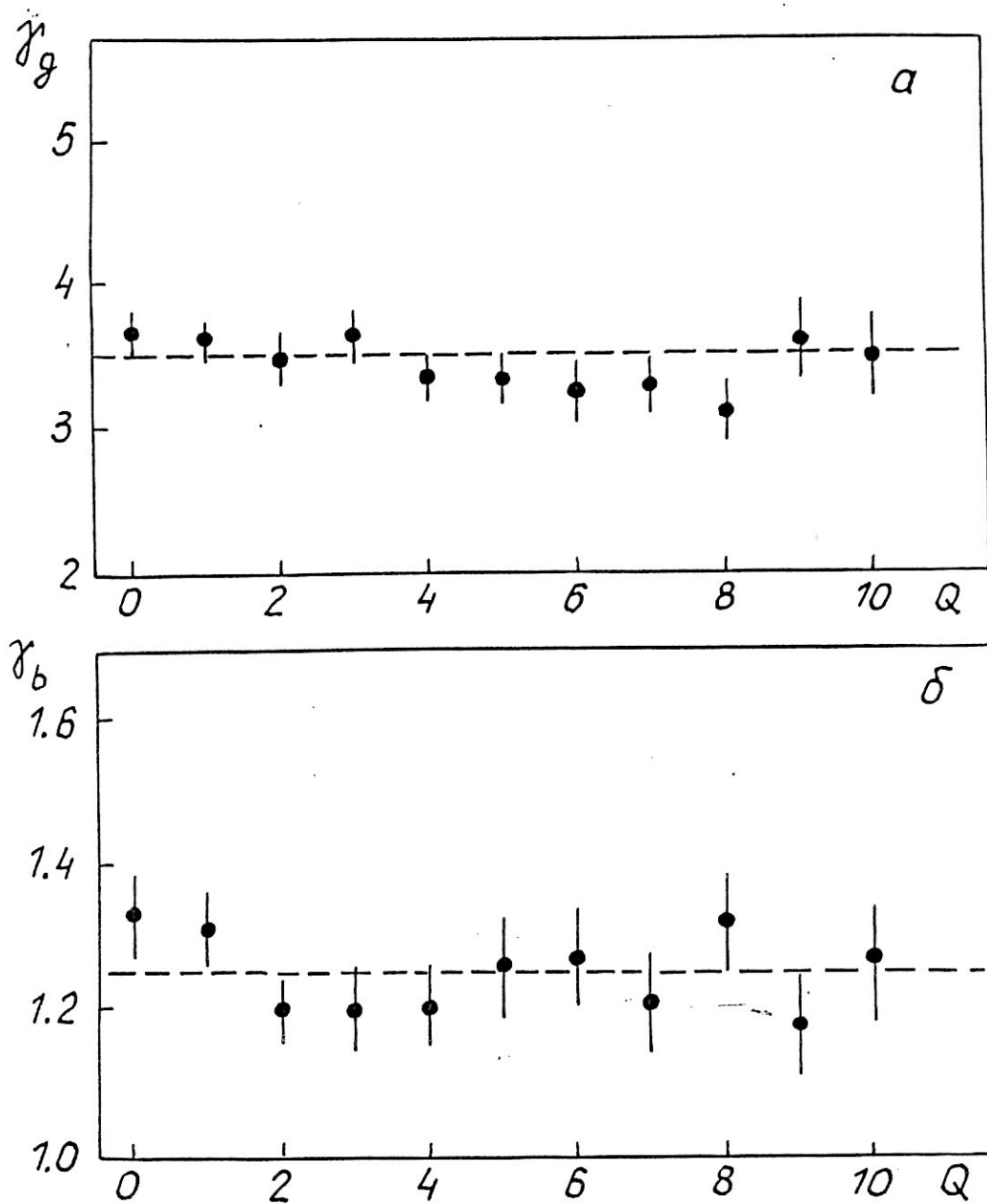


Рис. 13. То же, что на рис. 12 для $^{22}\text{Ne} - \text{Em}$ взаимодействий при $\rho_0/A = 4,1$ ГэВ/с.

ям с большей толщиной ядерного вещества на пути большинства вторичных частиц. Как видно из данных рис. 12, 13, это предположение решительно не согласуется с опытом.

В этой ситуации нам представляется, что обнаруженная независимость γ_b и γ_g от Q скорее всего обусловлена взаимной компенсацией ряда различных факторов, сопутствующих сложному процессу ядро-ядерного соударения: уширение углового распределения фрагментов, связанное с их перераспределением, конкурирует, по-видимому, с факторами (например, такими как экранировка при многонуклонных столкновениях, динамическое "ужесточение" спектров из-за коллективных соударений и т.д.), оказывающими обратное действие на угловое распределение. Если это так, то изучение зависимости углового распределения сильноионизирующих треков (в особенности g -частиц) от прицельного параметра ядро-ядерного взаимодействия может быть тестом для количественной проверки различных теоретических моделей процесса.

Данные по Q -зависимости коэффициентов γ_g и γ_b для $^{56}\text{Fe}-E_m$ взаимодействий приведены в таблице 7. В первом приближении они не противоречат соответствующим для соударений более лёгких ядерснарядов, лишь γ_g в подгруппе с $Q \leq 5$ (центральные соударения ядер ^{56}Fe) несколько завышено по сравнению с подгруппами с $Q > 5$. Для более уверенных выводов необходимы дальнейшие исследования в этом направлении.

Таблица 7.

Ансамбль	γ_g	γ_b
Fe - E _m , $Q = 0 \div 5$	$6,27 \pm 0,19$	$1,41 \pm 0,06$
Fe - E _m , $6 \leq Q \leq 10$	$5,57 \pm 0,24$	$1,47 \pm 0,06$
Fe - E _m , $Q \geq 11$	$5,45 \pm 0,24$	$1,33 \pm 0,05$

3.3. Относительные спектры сильноионизирующих частиц

В данном разделе мы рассмотрим относительные угловые распределения продуктов фрагментации ядер-мишеней в изучаемых ансамблях ядро-ядерных соударений - отношения дифференциальных множественностей этих частиц в различных угловых интервалах $\Delta \cos \theta$ в ядро-ядерных (АВ) и протон-ядерных (рВ) столкновениях при одинаковых (или близких) первичных энергиях на нуклон ядра-снаряда:

$$z(\cos \theta) = \rho_{AB}(\cos \theta) / \rho_{pB}(\cos \theta), \quad (3.3)$$

где $\rho(\cos \theta)$ - соответствующая инклюзивная плотность, $\rho(\cos \theta) = (1/\sigma_{in}) \times (dN/d\cos\theta) \cong (1/N_{cos\theta}) (\Delta N/\Delta \cos \theta)$ и $N_{cos\theta}$ - число событий в рассматриваемом инклюзивном ансамбле. Впервые относительные спектры вида (3.3) изучались для релятивистских (s) частиц из ядро-ядерных взаимодействий в работе [40]. В работе [21] были рассмотрены спектры (3.3) для "чёрных" и "серых" треков из ^{56}Fe -Em событий, измеренных в первой из двух используемых в данной работе эмульсионных стопок. В данном разделе мы рассмотрим не только полную статистику ^{56}Fe -Em взаимодействий при $p_0/A = 2,5$ ГэВ/с, но и соответствующие относительные спектры для остальных ансамблей ядро-ядерных соударений (табл. I).

Для "нормировки" данных по ^{14}N -Em и ^{56}Fe -Em соударениям мы использовали угловые спектры из p -Em соударений при 3,1 ГэВ/с, распределения для ядро-ядерных ансамблей при дубненских энергиях (^4He , ^{12}C , ^{22}Ne) были "нормированы" к p -Em взаимодействиям при 4,5 ГэВ/с. Снова подчеркнём, что условия всех экспериментов, отбор событий и идентификация g - и b -частиц были во всех случаях идентичными; единообразно производилось и разделение на подансамбли соударений с CNO и ArBr - лёгкой и "тяжёлой" компонентами эмульсии.

Зависимости относительных множественностей $z(\cos \theta)$ (3.3) от

$\cos \theta$ для b - и g -частиц из различных ансамблей ядро-ядерных соударений представлены соответственно на рис. 14 и 15. Можно сделать следующие выводы:

I. Зависимость $z(\cos \theta_b)$ от θ_b для чёрных треков имеет различный характер для разных массовых чисел A_p ядра-снаряда. Для лёгких ядер-снарядов эта зависимость не противоречит равномерному распределению в $[-1, 1]$, для ядра же ^{56}Fe оно не согласуется с равномерным - имеется широкий максимум при $\theta_b \sim 70-90^\circ$ ("боковой" вылет).

В работах [41, 42] подобный максимум в обычном ("ненормированном") представлении угловых распределений был интерпретирован как явление бокового выплескивания коллективного потока нуклонов из-за "выталкивания" непрореагировавшей (спектаторной) части ядра-мишени, появляющегося в гидродинамической модели ядро-ядерного соударения. Не вдаваясь в обсуждение вопроса о степени пригодности гидродинамического описания ядро-ядерных взаимодействий в рассматриваемом интервале невысоких первичных энергий, мы хотели бы здесь отметить, что наблюдаемый эффект может быть связан как с динамикой АВ-взаимодействий (гидродинамический "отскок", образование ядерной ударной волны и т.д.), так и с тривиальными кинематическими причинами - наличием заметного поперечного движения у фрагментирующих остаточных слабовозбуждённых ядер. Выяснение природы максимума в распределении $z(\cos \theta_b)$ от $\cos \theta_b$, появляющегося в $^{56}\text{Fe}-E_m$ соударениях и отсутствующего в аналогичных столкновениях ядер-снарядов с $A_p \leq 22$, безусловно нуждается в дальнейших исследованиях. Отметим ещё здесь, что, как это будет показано ниже в главе 4, гипотеза об образовании ядерной ударной волны представляется маловероятной, так как аппарат корреляционных функций вплоть до 4-го порядка включительно не обнаруживает для чёрных треков корреляций по углу θ , ожи-

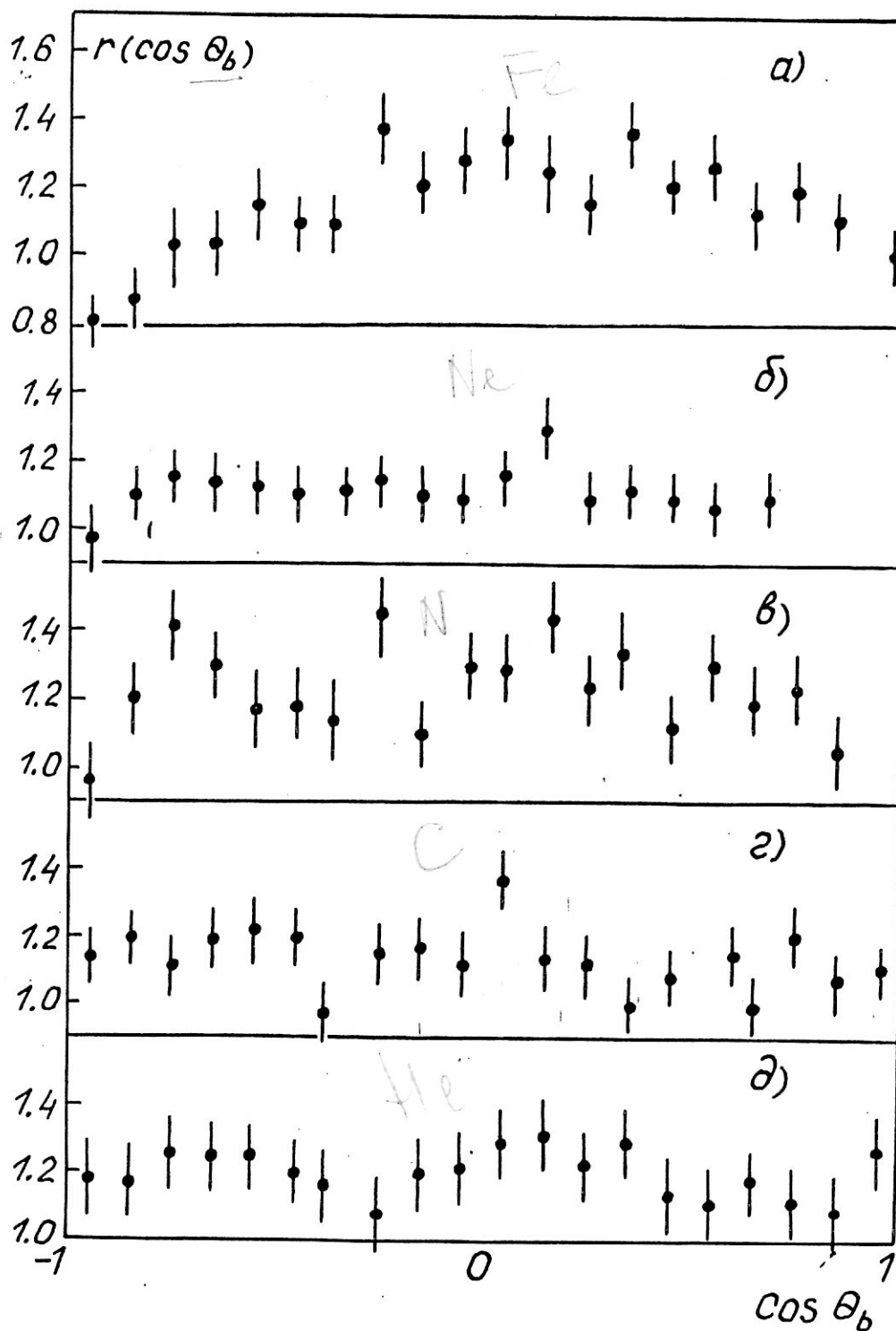


Рис. 14. Зависимости $r(\cos \theta_b)$ от $\cos \theta_b$ для β -частиц из ^{56}Fe (а), ^{22}Ne (б), ^{14}N (в), ^{12}C (г) и ^4He (д) соударений с ядрами эмульсии.

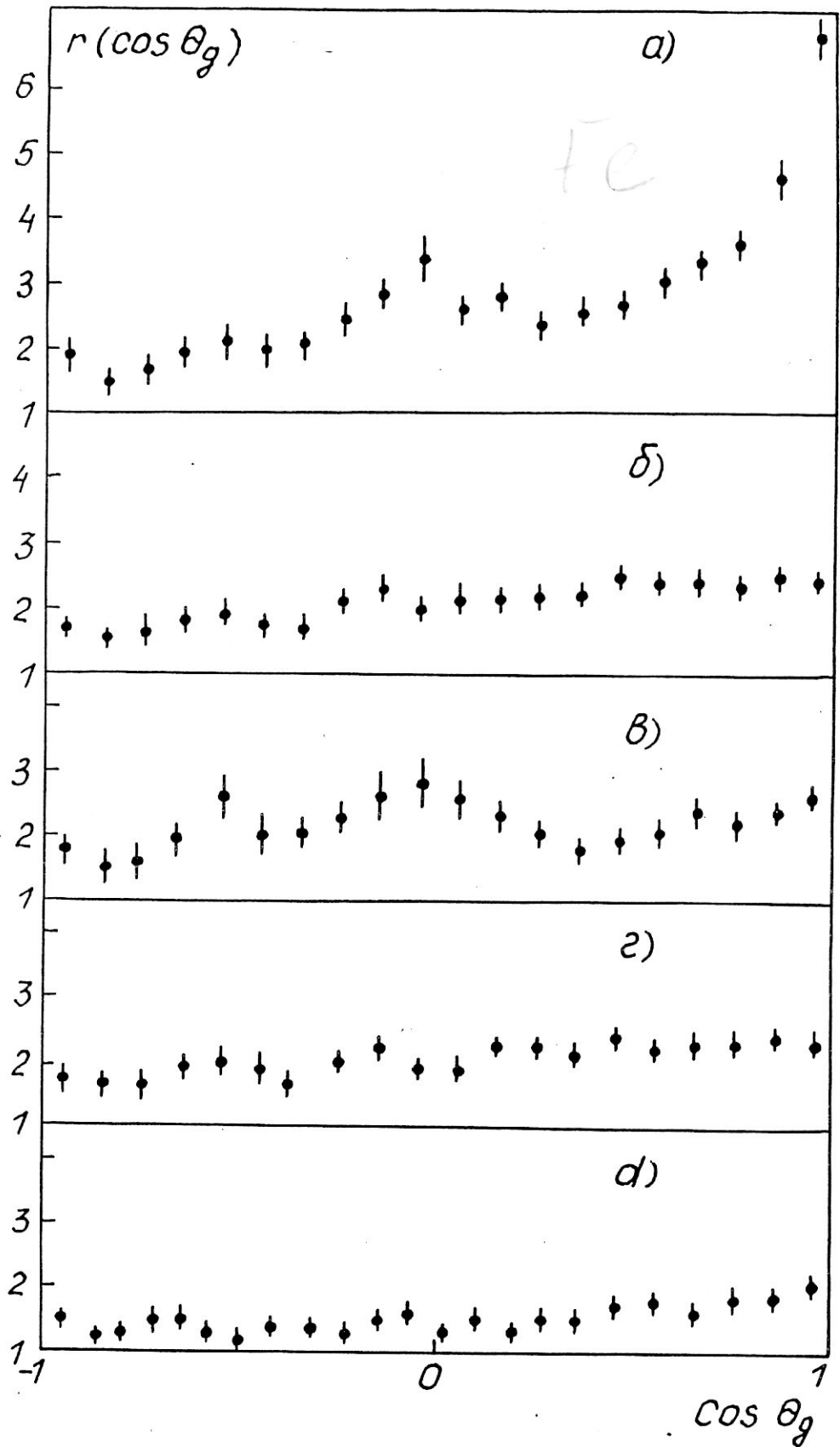


Рис. 15. То же, что на рис. 14, для g - частиц.

даемых при реализации механизма ЯУВ.

2. Отношение $\tau(\cos \theta_g)$ для "серых" треков также имеет интересную особенность в зависимости от A_p . Для легчайших ядер-снарядов зависимость $\tau(\cos \theta_g)$ от $\cos \theta_g$ не имеет каких-либо максимумов, с ростом же массы ядра-снаряда в угловых распределениях "серых" треков появляются два максимума: при $\theta_g \sim 0$ ("вперёд") и при $\theta_g \sim \pi/2$ (также боковой "выплеск", лишь только значительно более узкий, чем для b -частиц). Интересно, что второй из них практически целиком обусловлен соударениями с тяжёлой (A_g, B_g) компонентной эмульсии (рис.16).

Природа первого из максимумов (при $\theta_g \sim 0$) может быть тривиальной: как уже неоднократно отмечалось выше, при небольших энергиях (напомним, что ядро ^{56}Fe имело наименьшее значение E_0/A_p) среди g -частиц наблюдается значительная примесь рождённых пионов, которые должны быть сильно коллимированы "вперёд". Второй максимум (при $\theta_g \sim \pi/2$) представляется гораздо более интересным, хотя ясно, что для каких-либо уверенных заключений не только о его природе, но и самом его существовании и свойствах, необходимы дальнейшие исследования. Впрочем, можно с большой степенью надёжности утверждать, что поперечное движение ядра-мишени вряд-ли может объяснить существование узкого максимума для частиц отдачи при угле $\theta_g \sim \pi/2$.

Дополнительная информация о возможной природе обсуждаемых здесь особенностей в относительных спектрах g - и b -частиц может быть получена из рассмотрения их зависимостей от величины прицельного параметра взаимодействия. Рассмотрим отношение

$$\tau(\cos \theta) = \rho_{(2)}(\cos \theta) / \rho_{(1)}(\cos \theta) \quad (3.4)$$

дифференциальных множественностей g - и b -частиц для двух групп ^{56}Fe -Em соударений с различными Q . В (3.4) индексы 1 и 2 относятся соответственно к ^{56}Fe -Em событиям с $Q \geq 11$ и $Q \leq 5$. Зави-

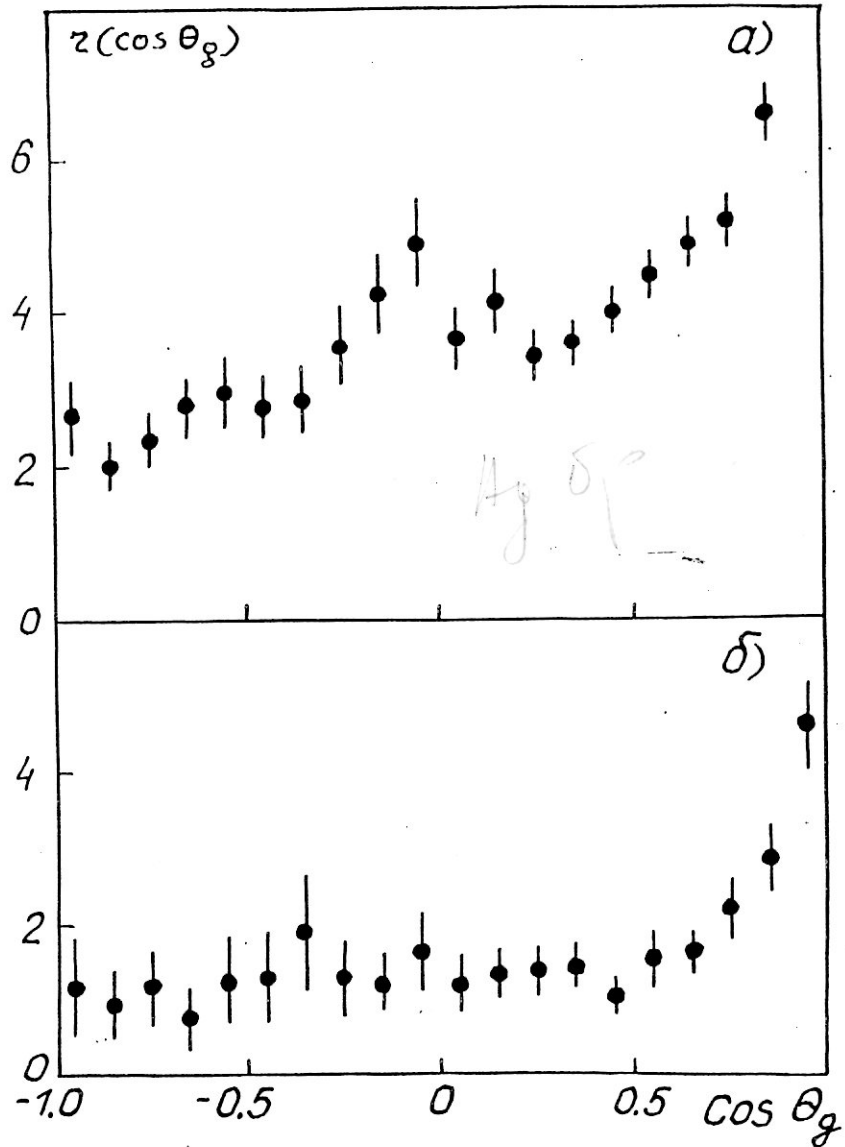


Рис. 16. Зависимости $z(\cos \theta_g)$ от $\cos \theta_g$ для Fe-AgBr (а) и Fe-CNO (б) соударений.

симости отношения (3.4) от $\cos \theta_{g,b}$ приведены на рис. 17.

Как видно из этого рисунка, зависимости $z(\cos \theta)$ (3.4) от $\cos \theta_{g,b}$ неравномерны как для "серых", так и для "чёрных" треков.

Распределение $z(\cos \theta_b)$ имеет широкий максимум при $\cos \theta_b \sim 0$, уже хорошо нам знакомый. Теперь мы можем, однако, утверждать, что явление бокового "выплеска" чёрных треков свойственно, главным образом, центральным соударениям ядра ^{56}Fe в эмульсии (малые прицельные параметры). Любое объяснение этого явления должно правильно объяснить и эту зависимость эффекта.

Отношение $z(\cos \theta_g)$ обнаруживает тенденцию к возрастанию при $\cos \theta_g \rightarrow 1$ ("вперёд"), что соответствует большей коллимации "вперёд-назад" для центральных взаимодействий (см. таблицу 7 и обсуждение данных по χ_g). Здесь представляется важным тот факт, что обеспеченного максимума при $\theta_g \sim \pi/2$ в данных рис. 17 не усматривается: это может служить указанием на его слабую зависимость от прицельного параметра взаимодействия (мы должны отметить, что имеющейся статистики для уверенного заключения недостаточно). С другой стороны, прямое сравнение относительных спектров типа (3.3) для групп с $Q \leq 5$ и $Q \geq 11$ в $^{56}\text{Fe}-Em$ соударениях свидетельствует о том, что наличие узкого максимума при $\cos \theta_g \sim 0$ присуще в основном всё же "центральным" соударениям с $Q \leq 5$ (не проиллюстрировано). Это "разногласие" ещё раз указывает на необходимость дополнительных исследований рассматриваемой особенности (см. также главу 4 настоящей работы).

3.4. Угловая зависимость отношения множественностей "серых" и "чёрных" треков

В главе 2 мы рассмотрели отношения $\langle n_g \rangle / \langle n_b \rangle$ - множественностей "серых" и "чёрных" треков в ядро-ядерных взаимодействиях в сравнении с таковыми для протон-ядерных соударений при

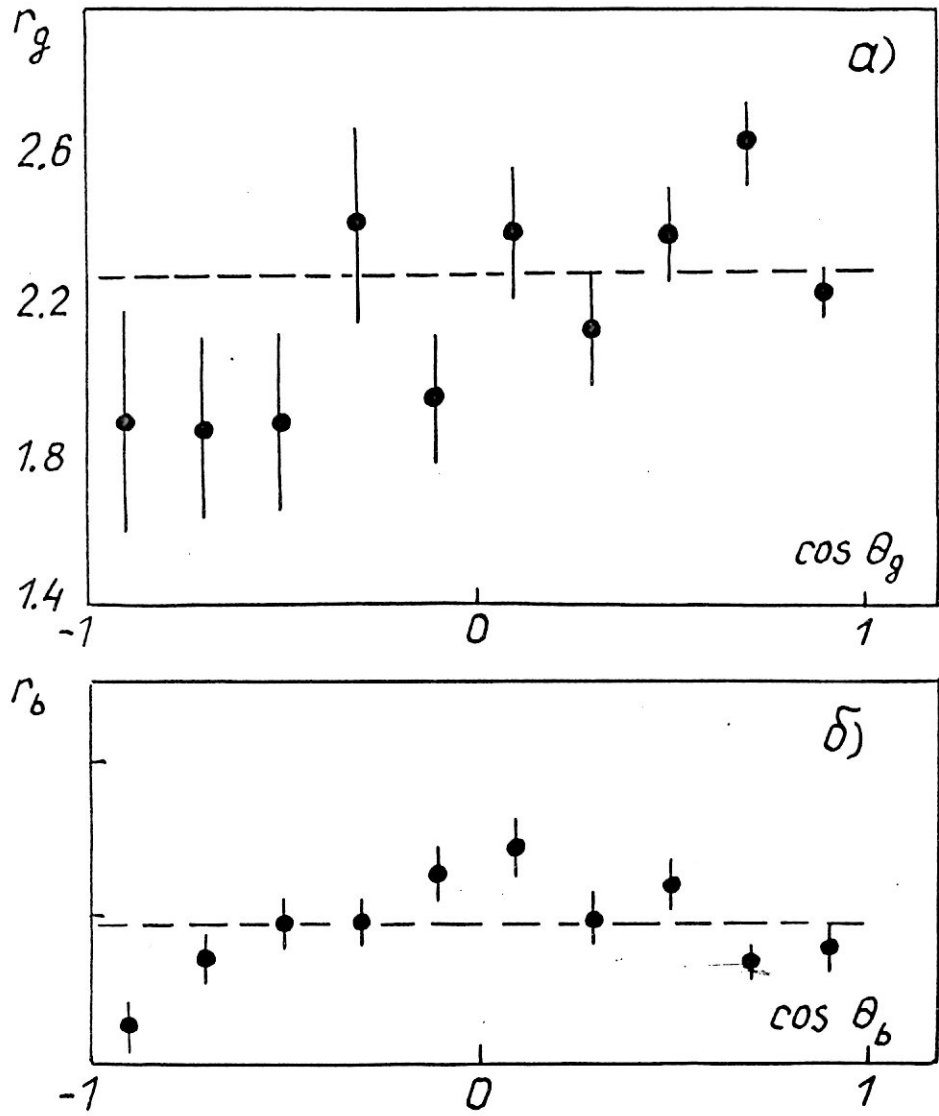


Рис. 17. Зависимости r ($\cos \theta$) от $\cos \theta$ для серых (а) и черных (б) треков из Fe-Em событий с $Q \leq 5$, отнесенных к таковым при $Q \geq 11$.

одинаковых или близких энергиях в несколько ГэВ/нуклон. В отличие от вышерассмотренного случая проинтегрированных по всем углам вылета величин (интегральных значений множественностей), мы рассмотрим здесь угловую зависимость отношения дифференциальных множественностей $\Delta n_g / \Delta n_b$ в различных инклюзивных ансамблях неупругих взаимодействий, данные о которых можно найти в табл. I.

Прежде всего, исследуем ещё раз, но в значительно больших деталях, интегральные характеристики $\langle n_g \rangle / \langle n_b \rangle$ в зависимости от массовых чисел A_p и A_T ядер-снарядов и мишеней. Сводка средних значений $\langle n_g \rangle / \langle n_b \rangle$ для всех изучавшихся ансамблей протон- и ядро-ядерных взаимодействий дана в таблице 8 (выше мы не рассматривали данные для CNO и $AgBr$ подгрупп).

Таблица 8

Ядро-снаряд	P_0/A , ГэВ/с	$\langle n_g \rangle / \langle n_b \rangle$		
		ядро - E_m	ядро - CNO	ядро - $AgBr$
p	3,1	$0,66 \pm 0,02$	$0,80 \pm 0,03$	$0,64 \pm 0,02$
p	4,5	$0,73 \pm 0,02$	$0,83 \pm 0,03$	$0,71 \pm 0,02$
4He	4,5	$0,99 \pm 0,05$	$0,97 \pm 0,06$	$0,99 \pm 0,04$
^{12}C	4,5	$1,39 \pm 0,06$	$0,98 \pm 0,06$	$1,43 \pm 0,04$
^{14}N	2,9	$1,20 \pm 0,06$	$0,96 \pm 0,06$	$1,23 \pm 0,04$
^{22}Ne	4,1	$1,48 \pm 0,04$	$1,07 \pm 0,05$	$1,52 \pm 0,04$
^{56}Fe	2,5	$2,03 \pm 0,07$	$1,47 \pm 0,06$	$2,14 \pm 0,07$

Из представленных в ней данных следует:

I. Отношение $\langle n_g \rangle / \langle n_b \rangle$ существенно зависит от массового числа A_p ядра-снаряда: с увеличением A_p оно возрастает. Этот рост выражен для любых мишеней (от $A_T = 14$ до $A_T = 94$), однако, хорошо видно, что он тем сильнее, чем больше массовое число A_T фрагментирующего ядра-мишени. Таким образом для рассматриваемой

характеристики нет речи о факторизации сечений.

2. Отношение $\langle n_g \rangle / \langle n_b \rangle$ зависит и от A_T . Эта зависимость для расщеплений ядер протонами и ядрами различна, т.е. зависит от A_p . В протон-ядерных взаимодействиях при $E_0 \sim$ нескольких ГэВ рассматриваемое отношение несколько уменьшается с ростом A_T , в α -ядерных случаях оно в пределах ошибок эксперимента не зависит от A_T , наконец, начиная с ядер ^{12}C , $\langle n_g \rangle / \langle n_b \rangle$ возрастает с увеличением A_T .

В [43] было отмечено также, что в отличие от адрон-ядерных взаимодействий, отношение $\langle n_g \rangle / \langle n_b \rangle$ в ^{12}C - E_m взаимодействии существенно зависит от прицельного параметра соударения: оно тем больше, чем меньше этот параметр, т.е. увеличивается при переходе от "периферических" столкновений к "центральному".

По всей видимости совокупность этих сведений указывает на значительность роли явления экранирования в ядро-ядерных соударениях, т.е. некорректность их описания простыми "суперпозиционными" моделями.

Теперь перейдём к рассмотрению угловой зависимости отношения n_g/n_b . На рис. 18 приведены данные об этой зависимости для некоторых полных ансамблей ядро-эмульсионных соударений (от p до ^{56}Fe). Хорошо видно, что n_g/n_b возрастает при уменьшении полярного угла θ вылета сильноионизирующего фрагмента мишени, этот рост отражает хорошо и давно известный факт большей угловой коллимации "вперёд" для g -частиц (в основном, выбитых из мишени частиц отдачи) в сравнении с b -частицами (в основном "испарительными" фрагментами).

Снова обращает на себя внимание резкое возрастание отношения n_g/n_b при $\cos \theta \rightarrow 1$ в ^{56}Fe - E_m взаимодействиях по сравнению с остальными ансамблями. Как и ранее, мы не можем исключить того, что за него "ответственна" примесь среди g -частиц рождённых час-

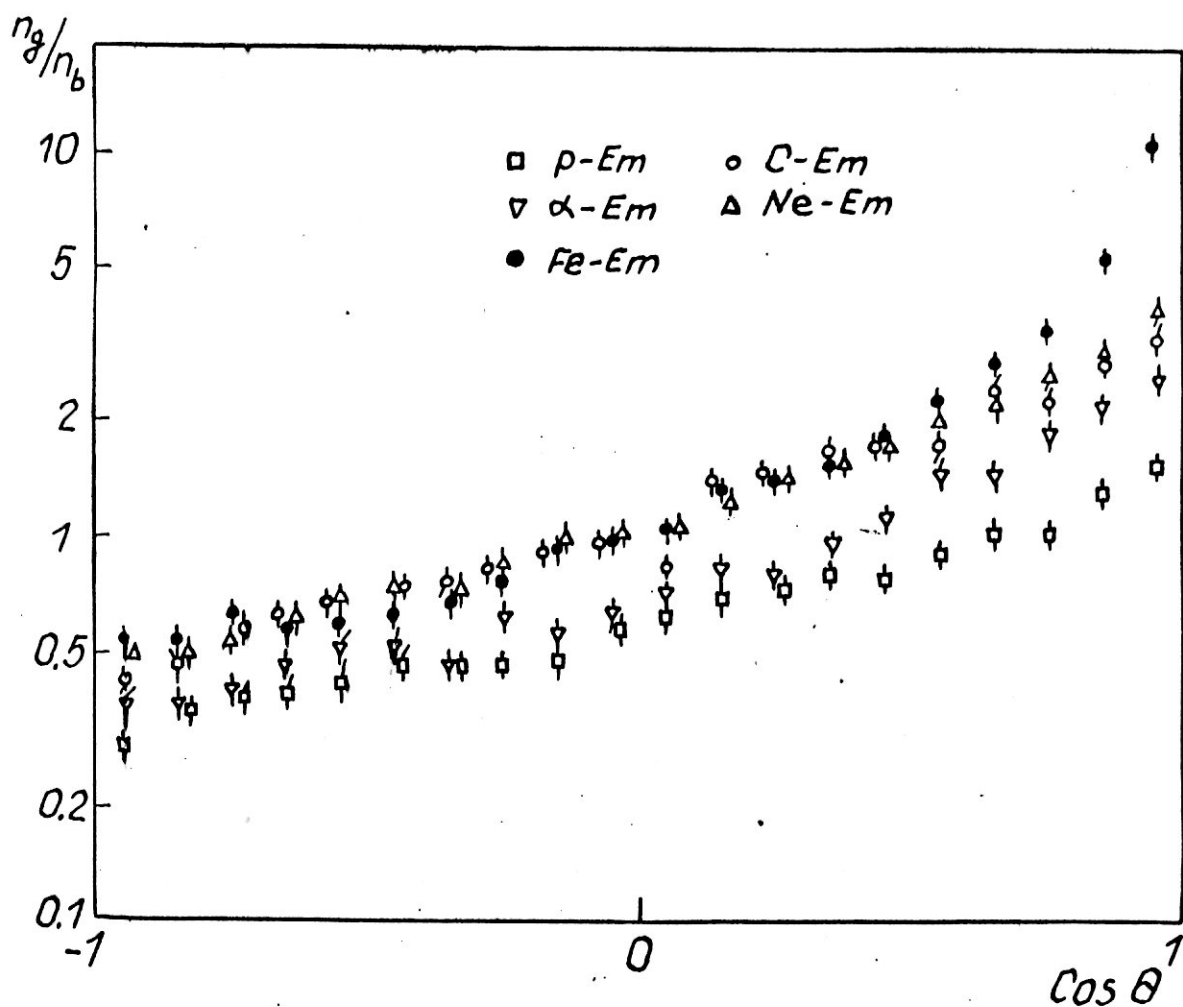


Рис. 18. Зависимости n_g/n_b от $\cos \theta$ для различных ансамблей ядро-ядерных соударений.

тиц (мезонов), возрастающая при уменьшении первичной энергии столкновения.

На рис. 19, 20 представлены примеры $\cos\theta$ -зависимостей для подгрупп соударений с лёгкой (CNO) и тяжёлой (AgBr) компонентами эмульсии. Видно, что для протон-ядерных столкновений эти отношения при больших углах θ одинаковы в пределах ошибок эксперимента. Избыток в "серых" треках при соударениях с лёгкой мишенью (см. таблицу 8) связан с областью сравнительно небольших углов θ (передняя полусфера). Для ядро-ядерных же взаимодействий отношения n_g/n_b в соударениях с AgBr-мишенью заметно больше, чем в событиях на CNO, всюду, кроме случая малых ($\cos\theta \geq 0,8$) углов, где эти отношения в пределах ошибок совпадают. Таким образом, не только сами отношения n_g/n_b , но и их различие при соударениях с мишенями различной массы, зависит от угла вылета этих частиц.

На рис. 21, в качестве примера приведены $\cos\theta$ -зависимости отношения n_g/n_b в $^{22}\text{Ne}-E_m$ и $^{56}\text{Fe}-E_m$ событиях с числом сильноионизирующих частиц $n_h \geq 20$, близких к так называемым случаям "полного развала" ядер-мишеней. Видно, что характер этих зависимостей такой же, как в соответствующих полных ансамблях событий. Это не противоречит предположению о том, что такие события не являются выделенными в смысле механизма образования сильноионизирующих частиц. Это согласуется с выводами [44], в которых этот вопрос изучался с гораздо большей полнотой, но для случая фрагментации гораздо более лёгкого ядра-мишени — ядра углерода.

В заключение можно выразить надежду на то, что изучение угловой зависимости отношения n_g/n_b станет предметом рассмотрения в рамках различных теоретических подходов к описанию соударений ядер, что позволит провести их количественную проверку по этой характеристике.

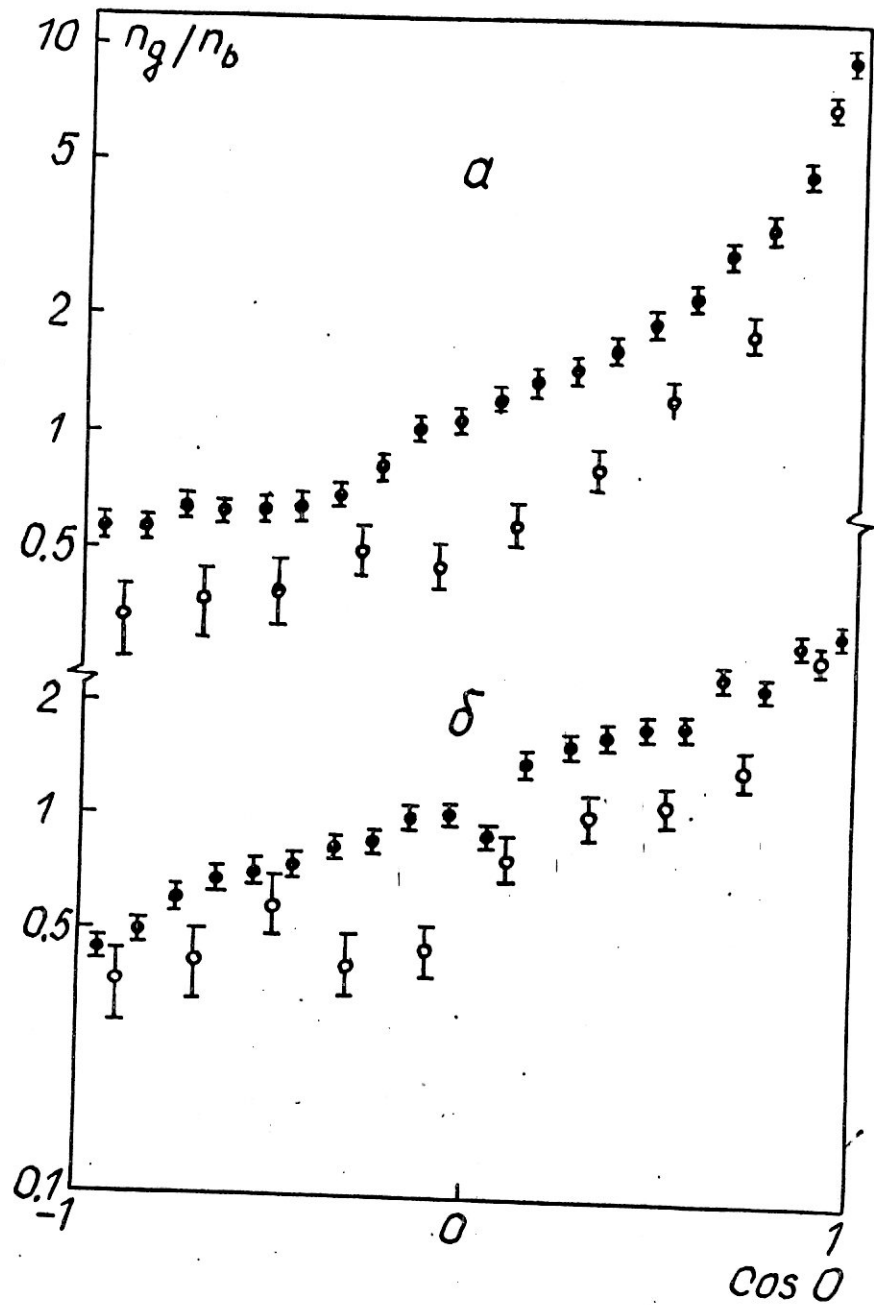


Рис. 19. Зависимости n_g/n_b от $\cos \theta$ для взаимодействий ядер ^{56}Fe (а) и ^{12}C (б) с легкими (светлые кружки) и тяжелыми (темные кружки) ядрами эмульсии.

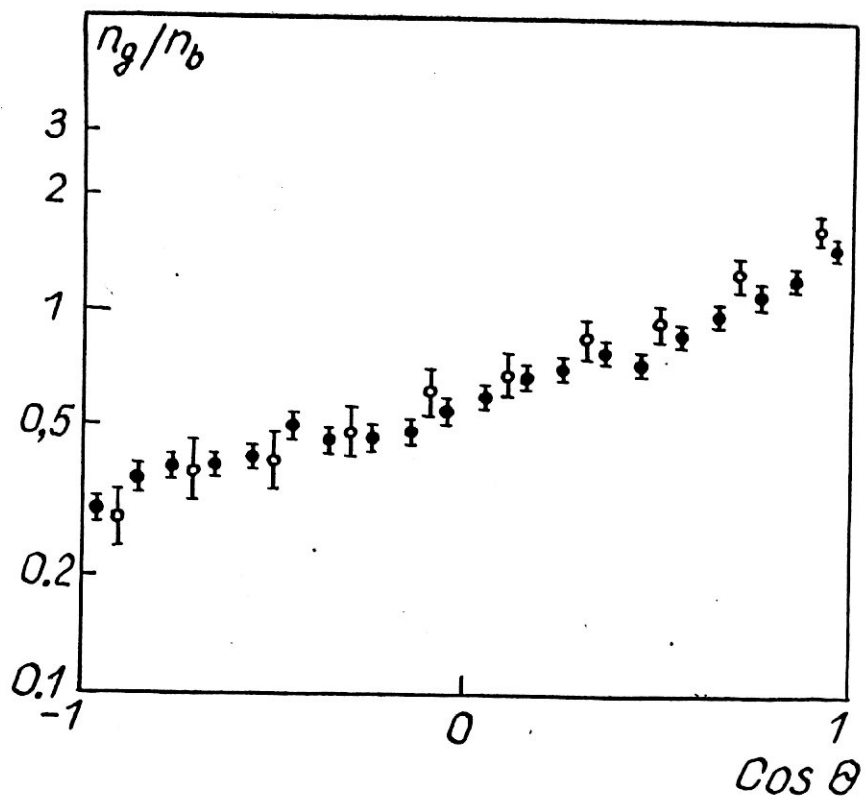


Рис. 20. То же, что на рис. 19 для протон-ядерных соударений при 4,5 ГэВ/с.

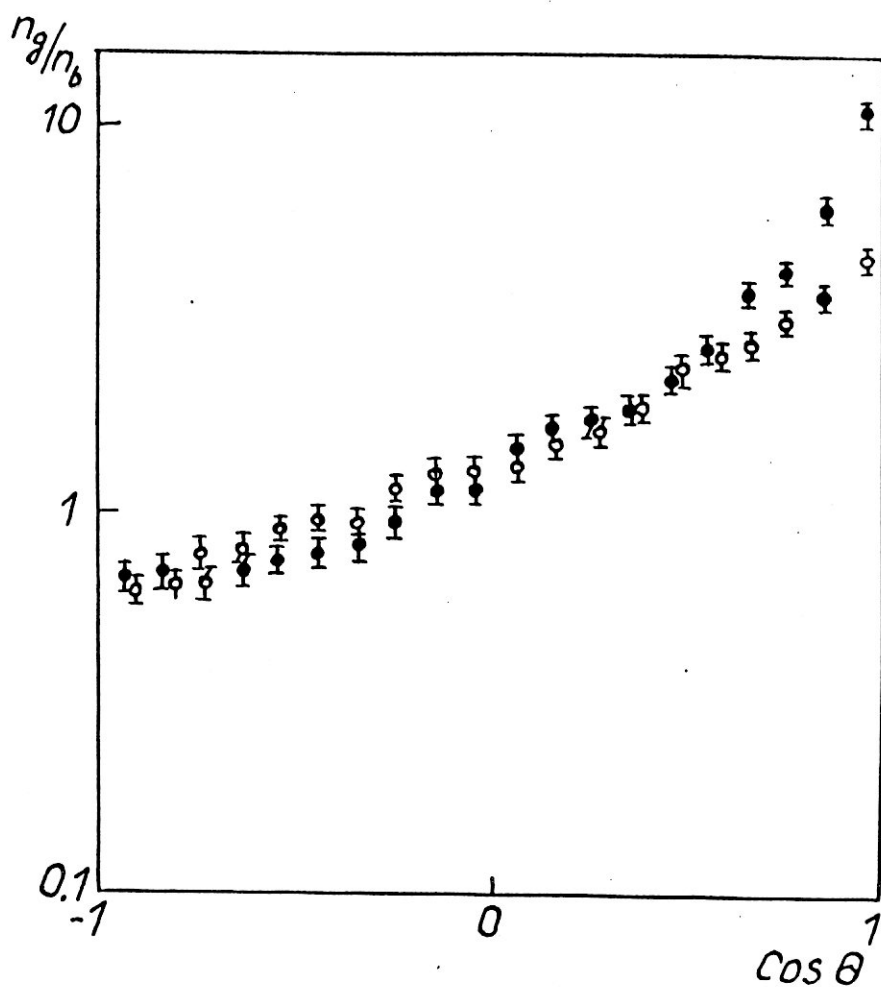


Рис. 21. Зависимость n_g/n_b от $\cos \theta$ для событий с $n_h \geq 20$ среди ^{22}Ne (светлые кружки) и ^{56}Fe (темные кружки) соударений с ядрами эмульсии.

3.5. Угловые распределения сильноионизирующих частиц в ^{56}Fe -Em соударениях и каскадно-испарительная модель

В главе II мы констатировали удовлетворительное описание данных по множественностям b - и g -частиц в ^{56}Fe -Em соударениях в рамках дубненской версии каскадно-испарительной модели (КИМ). В настоящем разделе мы кратко опишем результаты аналогичного сопоставления расчётных и эмпирических угловых распределений медленных сильноионизирующих частиц в этих соударениях.

Примеры такого сопоставления даны на рис. 22, 23. Видно, что описание угловых спектров в модели менее удовлетворительно, чем для множественностей, в особенности это касается угловых спектров чёрных частиц в соударениях с тяжёлыми ядрами фотоэмульсии. Неудовлетворительно и количественное описание отношения n_g/n_b в зависимости от $\cos \theta$ (рис. 23). Важно, что в рамках КИМ отсутствуют какие-либо особенности в угловых распределениях g - и b -частиц, которые были нами отмечены в экспериментальных данных этой главы.

Мы не склонны преувеличивать значение полученного расхождения КИМ с экспериментальными данными, т.к. богатый опыт использования модели в различных её модификациях показывает, что возможности модели в смысле её "пластичности" достаточно велики. Более или менее достоверные заключения можно будет сделать лишь после детального сравнения КИМ с экспериментом по широкому спектру ансамблей ядро-ядерных соударений с разными A_p и A_T . Эта колоссальная работа - дело будущего.

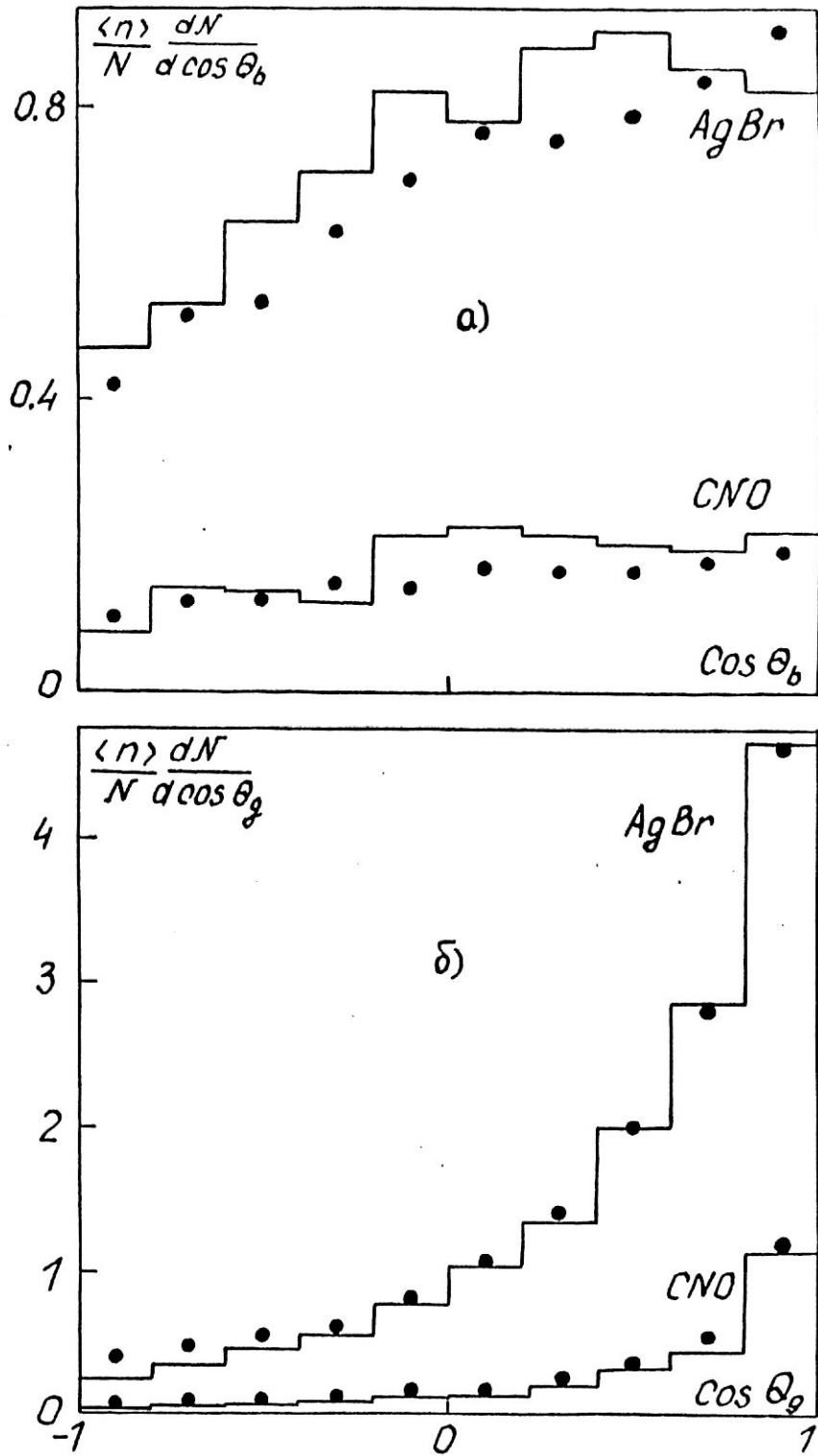


Рис. 22. Угловые распределения b - (а) и g - (б) частиц в сравнении с расчетами по КИМ (точки) для $Fe-E_m$ взаимодействий.

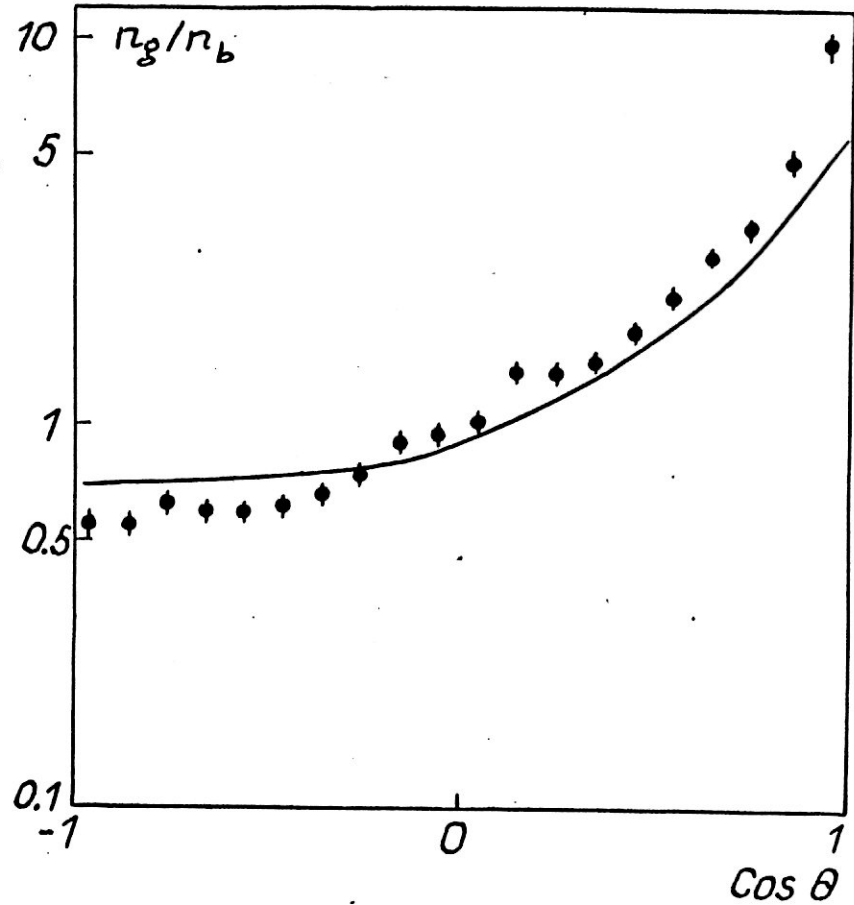


Рис. 23. Угловая зависимость n_g/n_b в $^{56}\text{Fe-Em}$ соударениях в сравнении с расчетом по КИМ (кривая).

Г л а в а I V

КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Как отмечалось во Введении, в последнее время (10-15 лет) резко возрос интерес к изучению многочастичных распределений и корреляций. Это связано как с тем, что такой анализ позволяет искать и изучать различного рода коллективные явления в многочастичных конечных состояниях ядро-ядерных соударений большой энергии, так и с тем, что стандартные и простейшие характеристики инклюзивных ансамблей событий (множественности и одночастичные распределения) оказываются малочувствительными к выбору между большим числом разных модельных подходов [19, 20, 45, 46].

Если изучению корреляционных связей между вторичными частицами из так называемого "элементарного акта" адрон-адронного взаимодействия посвящено великое множество работ, анализ корреляций в соударениях с ядрами и особенно в ядро-ядерных столкновениях большой энергии ещё не стал массовым. В частности, изучение корреляционных явлений между продуктами фрагментации участвующих в столкновении ядер, а также корреляций между ними и частицами, образованными в "горячей" области АВ-взаимодействия, находится ещё в самой начальной стадии. Это, в частности, объясняется и тем, что в отличие от адрон-адронных и в некоторой степени адрон-ядерных событий, ядро-ядерные соударения обладают максимальной неопределённостью даже в составе и массе объектов, вступающих в действительное взаимодействие друг с другом, - в них практически невозможно выделить случаи, соответствующие столкновению фиксированного числа внутриядерных нуклонов. Наличие предельно возможных в физике столкновений неоднородностей составляющих снаряда и мишени сильно осложняет применение к ядро-ядерным событиям стандартного аппарата корреляционного анализа.

Ситуация осложняется также и тем, что существующие теоретические модели столкновений с ядрами чаще всего ограничиваются предсказаниями относительно множественностей вторичных частиц, их состава и некоторых одночастичных распределений и их характеристик. Какие-либо расчёты корреляционных характеристик (кроме, быть может, простейших, таких как зависимость чисел частиц одного типа от числа других или зависимости среднего поперечного импульса от множественности и т.д.) в них отсутствуют, а "голый" эмпирический анализ их связан с большими неопределённостями.

Можно надеяться, что ситуация с многочастичными распределениями и корреляциями в ядро-ядерных взаимодействиях в ближайшие годы изменится; как нам кажется, на это можно рассчитывать, исходя из явных достоинств корреляционных методов анализа и, хотя и небольшого, но существенно положительного опыта их применения [20, 45, 46].

4.1. Корреляции между полярными углами вылета сильно-ионизирующих частиц в Fe-Em взаимодействиях

В настоящем разделе мы рассмотрим применение аппарата корреляционных функций к поиску корреляций между пространственными углами θ b - и g -частиц из $^{56}\text{Fe-Em}$ взаимодействий при $p_0/A = 2,5 \text{ ГэВ/с}$.

Идея об использовании аппарата двухчастичных инклюзивных корреляционных функций для поиска коллективных эффектов типа возникающих при образовании ядерных ударных волн (ЯУВ) среди продуктов фрагментации ядер-мишеней в высокоэнергичных ядро-ядерных соударениях была выдвинута и реализована в [47, 17]. Одним из регистрируемых на опыте следствий образования ЯУВ является преимущественное испускание частиц - фрагментов ядра-мишени в направлении, перпендикулярном поверхности конуса Маха, и, хотя в конечных ядрах этот конус оказывается размытым, расчёты показывают,

что "коротко действующие" корреляции между углами θ фрагментов должны сохраниться.

Двухчастичные инклюзивные корреляционные функции

$$C_2(1,2) = \rho_2(1,2) - \rho_1(1)\rho_1(2), \quad (4.1)$$

$$R_2(1,2) = \rho_2(1,2)/\rho_1(1)\rho_1(2) - 1, \quad (4.2)$$

где $\rho_1(I) \equiv \rho_1(z) = \sigma_{in}^{-1}(d\sigma/dz)$ - одночастичная, а $\rho_2(I,2) \equiv \rho_2(z_1, z_2) = \sigma_{in}^{-1}(d^2\sigma/dz_1 dz_2)$ - двухчастичная инклюзивная плотности, применялись для поиска корреляций между сильноионизирующими медленными частицами из p -Em [48], d -Em и α -Em [49], ^{12}C -Em [43], ^{14}N -Em [50], ^{22}Ne -Em [51] и, наконец, ^{56}Fe -Em [52] взаимодействий*) в фотоэмульсии при энергиях ускорителей в Беркли и Дубне. Во всех случаях результат поиска "короткодействующих" корреляций был отрицательным: данные не противоречили предположению о независимости полярных углов θ вылета "чёрных" и "серых" фрагментов ядер-мишеней. В качестве аргументов корреляторов (4.1) и (4.2) во всех работах использовалась предложенная в [47] переменная $z = \cos \theta$.

Здесь мы снова испытаем аппарат корреляционных функций на сильноионизирующих частицах из ^{56}Fe -Em соударений. Экспериментальный материал, подвергаемый ниже анализу, состоит из 1890 событий (табл. I), т.е. более чем вдвое превышает статистику, использованную в [52], но дело не только и не столько в этом. Мы впервые применим к анализу ядро-ядерных соударений корреляционные функции более высоких (3-го и 4-го) порядков, т.е. будем искать не только парные корреляции, но и корреляции в подсистемах из большего числа частиц.

ж) Анализировался материал, полученный в первой из двух использованных в настоящей работе эмульсионных стопок.

Трёхчастичная корреляционная функция R_3 (мы ограничимся лишь "нормированными" корреляторами R_k : известно, что корреляционные функции (4.1) и (4.2) равносильны, однако при пользовании корреляторами не возникает проблем с нормировкой, что важно, правда. главным образом, лишь для электронных экспериментов инклюзивного типа) применялась в экспериментальной физике множественных процессов лишь в считанных работах (см., например, [52]). Запишем её в виде:

$$R_3(1, 2, 3) = R_3'(1, 2, 3) - R_3''(1, 2, 3), \quad (4.3)$$

где $R_3'(1, 2, 3) = \rho_3(1, 2, 3) / \rho_1(1)\rho_1(2)\rho_1(3) - 1$ (4.4)

представляет собой "полную" трёхчастичную корреляционную функцию - отличие трёхчастичной плотности от произведения трёх одночастичных, а

$$R_3''(1, 2, 3) = R_2(1, 2) + R_2(1, 3) + R_2(2, 3) \quad (4.5)$$

есть суммарный вклад в "полные" трёхчастичные корреляции, вносимые возможными двухчастичными корреляциями. Очевидно, функция $R_3(1, 2, 3)$ (4.3) представляет собой "истинные" трёхчастичные корреляции, несводимые к двухчастичным.

Запишем теперь выражение для четырёхчастичной корреляционной функции, опираясь на общее выражение для k -частичного коррелятора, полученное недавно в [53]:

$$R_4(1, 2, 3, 4) = R_4'(1, 2, 3, 4) - R_4''(1, 2, 3, 4) - R_4'''(1, 2, 3, 4), \quad (4.6)$$

где $R_4'(1, 2, 3, 4) = \rho_4(1, 2, 3, 4) / \rho_1(1)\rho_1(2)\rho_1(3)\rho_1(4) - 1$ (4.7)

- опять имеет смысл "полного" 4-частичного коррелятора, а

$$R_4''(1, 2, 3, 4) = R_3'(1, 2, 3) + R_3'(1, 2, 4) + R_3'(1, 3, 4) - R_3'(2, 3, 4) \quad (4.8)$$

и $R_4'''(1, 2, 3, 4) = [R_2(1, 2)R_2(3, 4) + R_2(1, 3)R_2(2, 4) + R_2(1, 4)R_2(2, 3)] -$
 $- [R_2(1, 2) + R_2(1, 3) + R_2(1, 4) + R_2(2, 3) + R_2(2, 4) + R_2(3, 4)]$ (4.9)

представляют "вклады" в "полные" 4-частичные корреляции от корреляций более низкого порядка. Снова $R_4(1, 2, 3, 4)$ представляют собой "истинные" четырёхчастичные корреляции, несводимые к

корреляциям в подсистемах из двух и трёх частиц.

Корреляционная функция (4.6) применяется к анализу данных впервые.

В формулах (4.3)-(4.9) $\rho_n(z_1, \dots, z_n) = (\sigma_{in})^{-1} (d\sigma^n/dz_1 \dots \dots dz_n) \cong N^{-1} (\Delta n_{1\dots n} / \Delta z_1 \dots \Delta z_n)$ - инклюзивные n -частичные плотности; N - число событий, составляющих изучаемый инклюзивный ансамбль; $\Delta n_{1\dots n}$ - число комбинаций с $z_1 \in [z_1, z_1 + \Delta z_1]$, ..., $z_n \in [z_n, z_n + \Delta z_n]$; таким образом, σ_{in} - сечение ядро-ядерного взаимодействия с рождением заряженных частиц, т.е. $\sigma_{in} = \sigma_{prod}$. В качестве переменной z - аргумента корреляционных функций использовался $\cos \theta$ медленных сильноионизирующих частиц: $z = \cos \theta$.

В [19, 54] было показано, что структура инклюзивных корреляционных функций определяется плавным образом не динамическими корреляциями между частицами из одного акта взаимодействия (т.е. тем, что в действительности интересует исследователя), а зависимостью одночастичных плотностей от множественности частиц в событии и самой формой n -распределения. Более общо - эти корреляции, названные в [19, 54] - псевдокорреляциями, появляются при наличии любых неоднородностей событий, составляющих изучаемый инклюзивный или даже полуинклюзивный ансамбль.

Ясно, что в ядро-ядерных взаимодействиях избавиться от указанных неоднородностей невозможно, как невозможно выделить на опыте подансамбли событий с фиксированным числом нуклонов снаряда и мишени, участвующих в соударении. Это означает, что в ядро-ядерных взаимодействиях ещё более, чем в адрон-адронных и адрон-ядерных, возникает проблема исключения этих псевдокорреляций (точнее - их оценки и "вычитания").

Как и ранее, начиная с работы [47], для этой цели мы вычисляли корреляционные функции (4.1)-(4.9) в искусственных событиях, генерированных методом Монте-Карло на ЭВМ по модели независимого

испускания частиц (IEM) [54], в которой:

а) углы вылета θ частиц из одного акта соударения статистически независимы (законы сохранения "выключены", какие-либо корреляционные связи между вторичными частицами отсутствуют);

б) распределение по множественностям изучаемых частиц в точности воспроизводит эмпирическое в изучаемом ансамбле или подансамбле событий;

в) одночастичные плотности $d\sigma/dz$ изучаемых частиц в точности воспроизводят эмпирические в каждом "полуинклюзивном" наборе (при каждой фиксированной множественности).

Мы видим, что при моделировании по IEM корреляции, обусловленные действием закона сохранения импульса, не учитываются. Это - так называемые кинематические корреляции [54], особенно заметные при малых множественностях частиц в том случае, если их "рождение" действительно определяется интегралом состояний, описывающим распад системы. Однако, как было показано в [55] для двухчастичной корреляционной функции и в [56] для многочастичных, неучёт законов сохранения лишь усиливает значимость регистрации "короткодействующих" корреляций (т.е. значимость неравенств типа $R^{exp} - R^{IEM} > 0$, указывающих на возможное наличие динамических корреляций). Отметим, наконец, что по существующим теориям образования сильноионизирующих частиц в соударениях с ядрами при сравнительно невысоких первичных энергиях (например, в рамках КИМ) ожидать сколько-нибудь существенных кинематических корреляций между ними не приходится.

Рассмотрим теперь экспериментальные данные. Вычисленные в реальных $^{56}\text{Fe}-Em$ событиях и в рамках IEM значения корреляторов R_2, R_3 и R_4 для значений аргументов $z_1 \approx z_2 \approx z_3 \approx z_4$, соответствующих диагональным элементам корреляционной матрицы, характеризующим величину именно "короткодействующих" корреляций соответствующим

ющего порядка, представлены на рис.24-26. При расчётах использовались значения $\cos \theta$ для всех g - и b -частиц из $^{56}\text{Fe}-E_m$ взаимодействий. Из представленных данных следует:

1. Предположение о независимости испускания b -частиц хорошо согласуется с опытными данными. Отметим, что корреляторы R_3 и R_4 при всех $z = \cos \theta$ в пределах ошибок равны нулю, лишь функция R_2 (как и ранее [47-52]) имеет небольшие положительные значения, впрочем количественно воспроизводимые IEM, т.е. имеющие псевдокорреляционный характер.

Этот негативный результат представляется нам достаточно важным; имея в виду хорошую чувствительность аппарата корреляционных функций к обнаружению эффектов типа "направленного" испускания фрагментов при реализации ЯУВ [47], мы можем с уверенностью констатировать, что и в $^{56}\text{Fe}-E_m$ соударениях, также как ранее в соударениях более лёгких ядер-снарядов, никаких указаний на реализацию механизма типа ядерных ударных волн не наблюдается (среди b -частиц).

В частности, мы можем констатировать, что широкий максимум в угловом распределении b -частиц из $^{56}\text{Fe}-E_m$ соударений при углах $\theta \sim 70-90^\circ$, о котором шла речь в предыдущей главе, вряд ли связан с ЯУВ.

2. Корреляторы R_2 и R_3 для g -частиц ни при каких значениях $z = \cos \theta$ не превышают рассчитанные по IEM, т.е. обеспеченных корреляций в подсистемах из ≤ 3 "серых" частиц в пределах ошибок эксперимента не наблюдается. $R_3 \text{ (и) } g \text{ } y - 1 ?$

3. Корреляционная функция R_4 при $z = \cos \theta \in [0-0,2]$ и $[0,8-1]$ обнаруживает обеспеченные (на уровне нескольких стандартных отклонений - см.рис.26) превышения $R_4^{\text{exp}} > R_4^{\text{IEM}}$. Указанные интервалы - те же, что были отмечены при анализе угловых распределений в главе 3. Если обнаруженные неравенства $R_4^{\text{exp}} > R_4^{\text{IEM}}$ действительны -

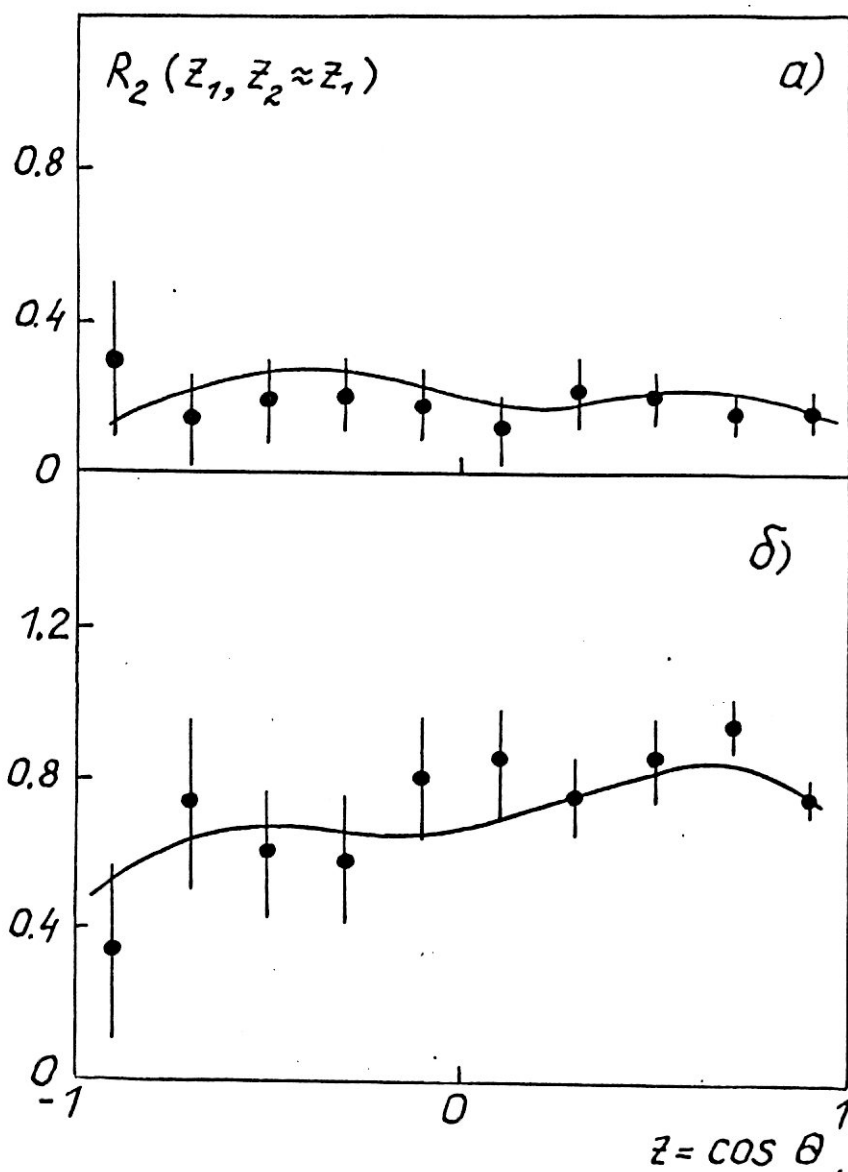


Рис. 24. Эмпирические (точки) и расчетные (кривые) значения двухчастичного коррелятора R_2 для β^- (а) и γ^- (б) частиц в $^{56}\text{Fe}-\text{Em}$ соударениях при 2,5 ГэВ/с/нуклон.

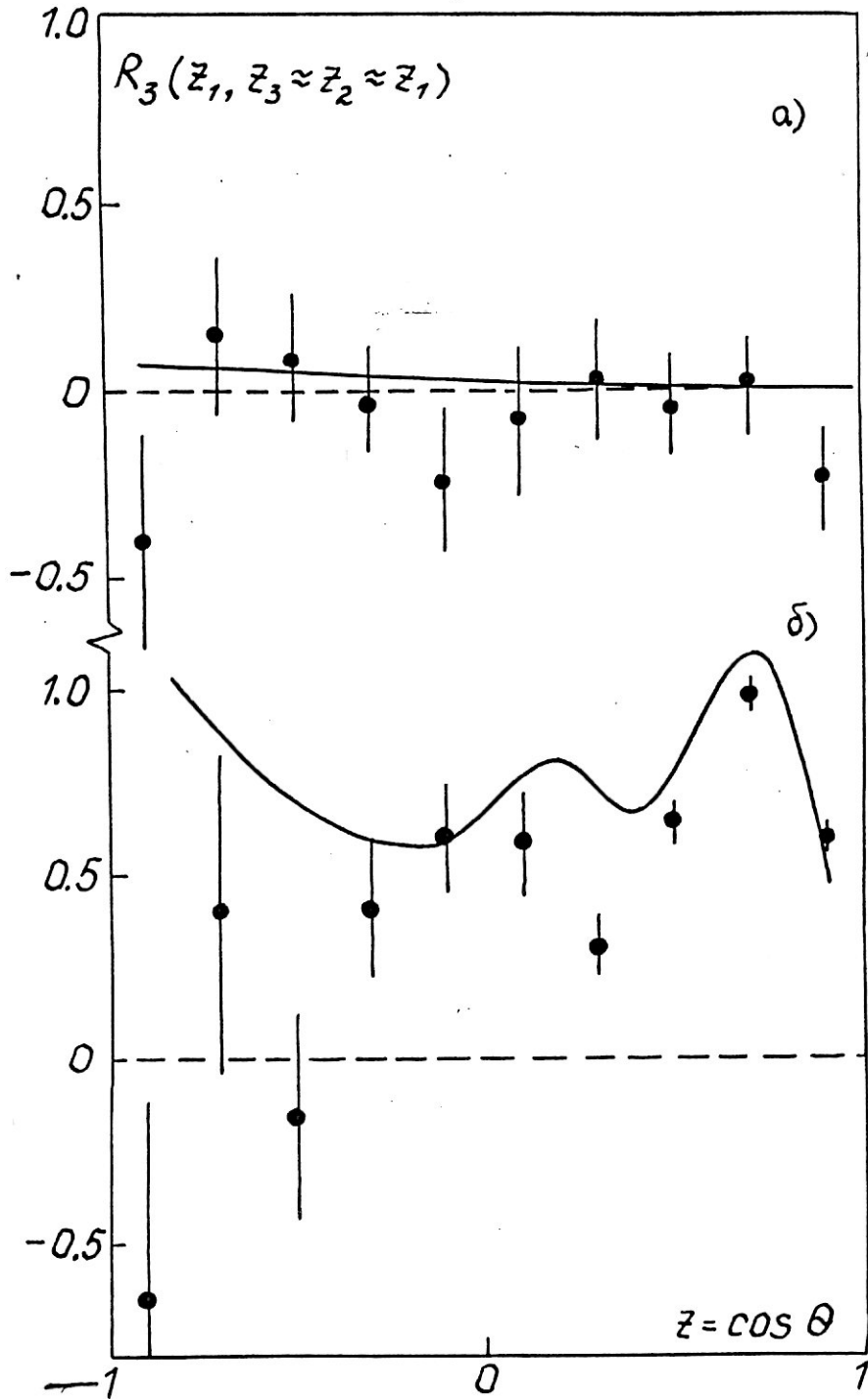


Рис. 25. То же, что на рис. 24 для трехчастичного коррелятора R_3 .

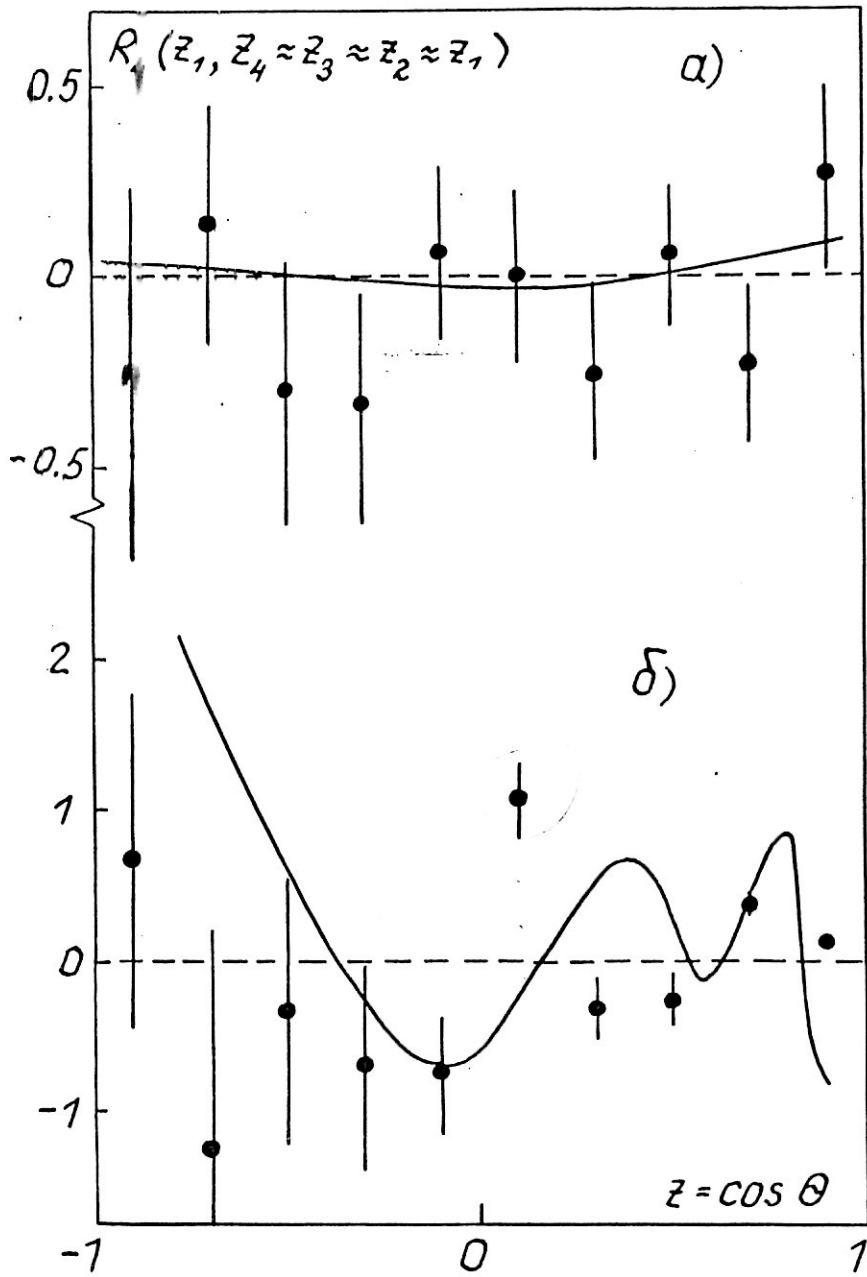


Рис. 26. То же, что на рис. 24 для четырехчастичного коррелятора R_4 .

тельно^{ж)} относятся к динамическим корреляциям в системах из ≥ 4 частиц, данные на рис. 26 означают обнаружение какого-то коллективного эффекта, безусловно нуждающегося в подтверждении и специальном исследовании.

Отметим, что практически все события, в которых появляется описываемый эффект, относятся к соударениям с тяжёлой ($AgBr$) компонентой эмульсии. Подобный эффект мог бы появиться в рамках представлений о ЯУВ, хотя необходимо понять, почему он начинает проявляться лишь в подсистемах с не менее чем 4 "серыми" частицами.

Мы надеемся, что поиск и изучение подобного рода коллективных эффектов с помощью многочастичных корреляционных функций будут продолжены в будущем. Особенно интересно искать подобного рода эффекты в соударениях тяжёлых ядер-снарядов и при более высоких первичных энергиях.

4.2. Изучение азимутальных корреляций (корреляции в поперечной плоскости соударения)

Большой интерес для установления механизмов процессов множественного рождения частиц и фрагментации ядер в неупругих столкновениях частиц и ядер с ядрами при высоких энергиях представляет изучение корреляций между азимутальными углами вылета вторичных частиц. Особо следует подчеркнуть отсутствие псевдокорреляционных эффектов при изучении этих корреляций даже в инклюзивных ансамблях [57, 54].

ж) Разумеется, для уверенных выводов всё же нужны и большая статистика событий, и, возможно, более строгий учёт псевдо- и кинематических корреляций, и, наконец, уверенное отделение "примеси" рождённых частиц от фрагментов мишени.

В подавляющем большинстве работ по адрон- и ядро-ядерным соударениям корреляции в поперечной плоскости событий изучались для быстрых ("рождённых") частиц, корреляциям при фрагментации остаточных ядер уделялось мало внимания. В работах [4, 16, 58-60], рассматривая азимутальные корреляции в поперечной плоскости различных ядро-ядерных взаимодействий при энергиях ускорителей в Беркли и Дубне между продуктами фрагментации релятивистских ядер-снарядов, было обнаружено их асимметричное испускание в индивидуальных событиях, обусловленное поперечным движением фрагментирующего остаточного ядра. С другой стороны, при изучении неупругих адрон-ядерных соударений в широком интервале первичных энергий [20, 61], а также столкновений лёгких релятивистских ядер с ядрами (см., например, [51] и ссылки в ней), заметных азимутальных корреляций между продуктами фрагментации ядер-мишеней не обнаруживалось. Лишь в столкновениях релятивистских ядер ^{56}Fe в фотоэмульсии (речь идёт о "половинной" статистике нашего эксперимента - данных из первой эмульсионной стопки) эффект асимметричного в поперечной плоскости испускания "серых" и "чёрных" треков был обнаружен [62]. Как отмечалось во введении, это обстоятельство было одним из побудительных мотивов для увеличения статистики $^{56}\text{Fe}-E_m$ эксперимента, реализованного в настоящем исследовании.

Для изучения азимутальных корреляций мы использовали ставшие уже стандартными следующие простые характеристики - функции азимутальных углов φ_i вылета вторичных заряжённых частиц. Детальные сведения о статистических свойствах используемых случайных величин и ссылки на оригинальные работы можно найти в [57, 63]. Эти характеристики:

а) коэффициенты азимутальной асимметрии

$$A = \left(\int_0^{\pi/2} f(\epsilon) d\epsilon - \int_{\pi/2}^{\pi} f(\epsilon) d\epsilon \right) / \int_0^{\pi} f(\epsilon) d\epsilon \quad (4.10)$$

и коллинеарности

$$B = \left(\int_0^{\pi/4} f(\varepsilon) d\varepsilon + \int_{3\pi/4}^{\pi} f(\varepsilon) d\varepsilon - \int_{\pi/4}^{3\pi/4} f(\varepsilon) d\varepsilon \right) / \int_0^{\pi} f(\varepsilon) d\varepsilon \quad (4.11)$$

инклюзивных распределений $f(\varepsilon)$ по парному азимутальному углу

$$\varepsilon \equiv \varepsilon_{ij} = \arccos \left(\vec{P}_{Ti} \vec{P}_{Tj} / P_{Ti} P_{Tj} \right) \quad (4.12)$$

между векторами поперечных импульсов i -ой и j -ой заряженной частицы из одного акта взаимодействия ($0 \leq \varepsilon_{ij} \leq \pi$; $\cos \varepsilon_{ij} = \cos(\varphi_i - \varphi_j)$; $0 \leq \varphi_{ij} < 2\pi$ - обычный азимутальный угол);

б) средние значения коэффициентов азимутальной асимметрии $\langle \alpha \rangle$ и коллинеарности $\langle \beta \rangle$ в индивидуальных актах соударений:

$$\langle \alpha \rangle = \sum_{k=1}^N \alpha_k / N, \quad \alpha_k = \frac{\sum_{i \neq j}^{n_k} \cos \varepsilon_{ij}}{\sqrt{n_k(n_k-1)}}, \quad (4.13)$$

$$\langle \beta \rangle = \sum_{k=1}^N \beta_k / N, \quad \beta_k = \frac{\sum_{i \neq j}^{n_k} \cos 2\varepsilon_{ij}}{\sqrt{n_k(n_k-1)}}, \quad (4.14)$$

$$-\sqrt{n_k/(n_k-1)} \leq \alpha_k, \beta_k \leq \sqrt{n_k(n_k-1)}, \quad (4.15)$$

где $k = 1, 2, \dots, N$ (N - число событий в изучаемом ансамбле столкновений); $i, j = 1, 2, \dots, n_k$ ($n_k \geq 2$ - множественность частиц рассматриваемого типа в k -ом событии ансамбля).

Минимально необходимые для анализа данных свойства величин (4.10), (4.11), (4.13), (4.14) таковы:

1. При статистической независимости углов вылета φ_i и изотропии азимутального углового распределения в изучаемом ансамбле событий математические ожидания величин (4.10)-(4.14) равны нулю.

2. Действие законов сохранения, т.е. наличие кинематических корреляций, уменьшает математические ожидания A и α и слабо увеличивает B и β .

3. Наличие поперечного импульса у образовавшейся при распаде системы частиц увеличивает A и α для продуктов распада и слабо изменяет B и β ; наличие углового момента у рассматриваемой системы увеличивает B и β , слабо изменяя A и α .

Перейдём к рассмотрению экспериментальных данных. Мы будем стараться не дублировать данные [62], хотя и располагаем более чем вдвое большим статистическим материалом.

В табл. 9 представлены средние значения $\langle \alpha \rangle$ (4.13) и $\langle \beta \rangle$ (4.14) коэффициентов азимутальной асимметрии и коллинеарности для "чёрных" и "серых" треков в индивидуальных актах $^{56}\text{Fe}-\text{Em}$ взаимодействий.

Таблица 9

Тип частиц	Ансамбль	$\langle \alpha \rangle \cdot 10^2$	$\langle \beta \rangle \cdot 10^2$
g	Fe - Em	11 ± 3	8 ± 3
	Fe - CNO	-11 ± 5	10 ± 5
	Fe - AgBr	21 ± 4	7 ± 4
b	Fe - Em	26 ± 3	11 ± 3
	Fe - CNO	11 ± 5	7 ± 5
	Fe - AgBr	32 ± 4	13 ± 4
h	Fe - Em	26 ± 3	12 ± 3
	Fe - CNO	0 ± 4	12 ± 4
	Fe - AgBr	43 ± 4	10 ± 4

Как видно из таблицы 9, в $^{56}\text{Fe}-\text{Em}$ соударениях имеет место азимутальная асимметрия вылета сильноионизирующих фрагментов ядра-мишени, не наблюдавшаяся при столкновениях с той же мишенью более лёгких снарядов (адронов и лёгких ядер). Эта асимметрия быстро возрастает с увеличением массового числа ядра-мишени: она почти целиком обусловлена соударениями с ядрами Ag, Br.

На рис. 27, как пример, приведено распределение по α_k для h-частиц из $^{56}\text{Fe}-\text{Em}$ соударений в сравнении с кривой $\frac{1}{2}\chi^2 - 1(\chi^2 -$ плотность χ^2 -распределения с двумя степенями свободы), представ-

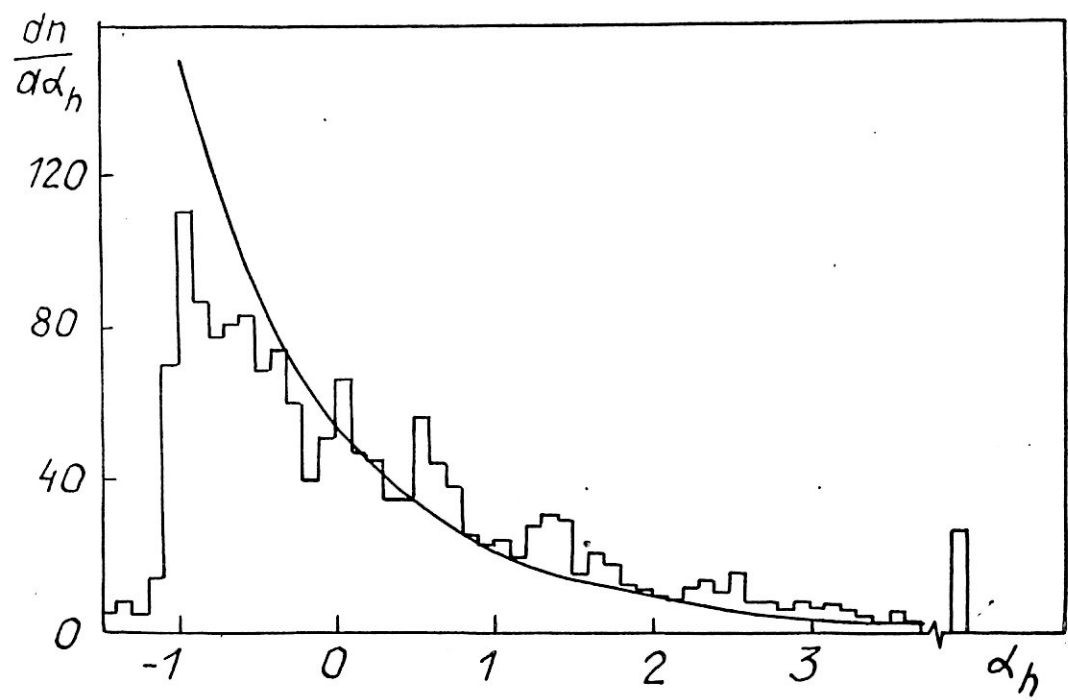


Рис. 27. Распределение по α_h для h - частиц из ^{56}Fe -Et взаимодействий. Кривая - см. текст.

ляющей собой плотность распределения по α_k при условии статистической независимости φ_i и азимутальной изотропии. Хорошо видно, что превышение $\langle \alpha \rangle$ над ожидаемым в этих условиях нулевым средним значением связано с общим сдвигом в сторону больших α_k всего распределения, а не несколькими аномальными случаями. Это обстоятельство хорошо усматривается и из данных рис. 23, на котором представлены аналогичные распределения для g^- , b^- и h^- - частиц из подансамбля соударений с $AgBr$, когда этот эффект (азимутальной асимметрии) максимален.

Как видно из табл. 9, величина азимутальной асимметрии как b^- , так и g^- - частиц имеет четкую зависимость от массового числа ядра-мишени A_T : асимметрия максимальна во взаимодействиях с тяжелой мишенью ($AgBr$).

В таблице 10 приведены значения $\langle \alpha \rangle$ и $\langle \beta \rangle$ для подгрупп соударений $Fe-Em$ при разных значениях прицельного параметра соударения, характеризующегося, как и раньше, величиной спектаторного заряда Q релятивистских фрагментов ядра-снаряда. Как хорошо видно, имеется четкая зависимость эффекта асимметрии от Q : он максимален при "центральных" соударениях (малые Q).

Таблица 10

Тип частиц	Ансамбль	$\langle \alpha \rangle \cdot 10^2$	$\langle \beta \rangle \cdot 10^2$
b	$Q < 6$	61 ± 8	9 ± 6
	$Fe-Em; 6 \leq Q \leq 10$	21 ± 6	13 ± 6
	$Q > 10$	10 ± 5	12 ± 4
g	$Q < 6$	32 ± 7	6 ± 6
	$Fe-Em; 6 \leq Q \leq 10$	9 ± 6	16 ± 6
	$Q > 10$	-1 ± 4	4 ± 4

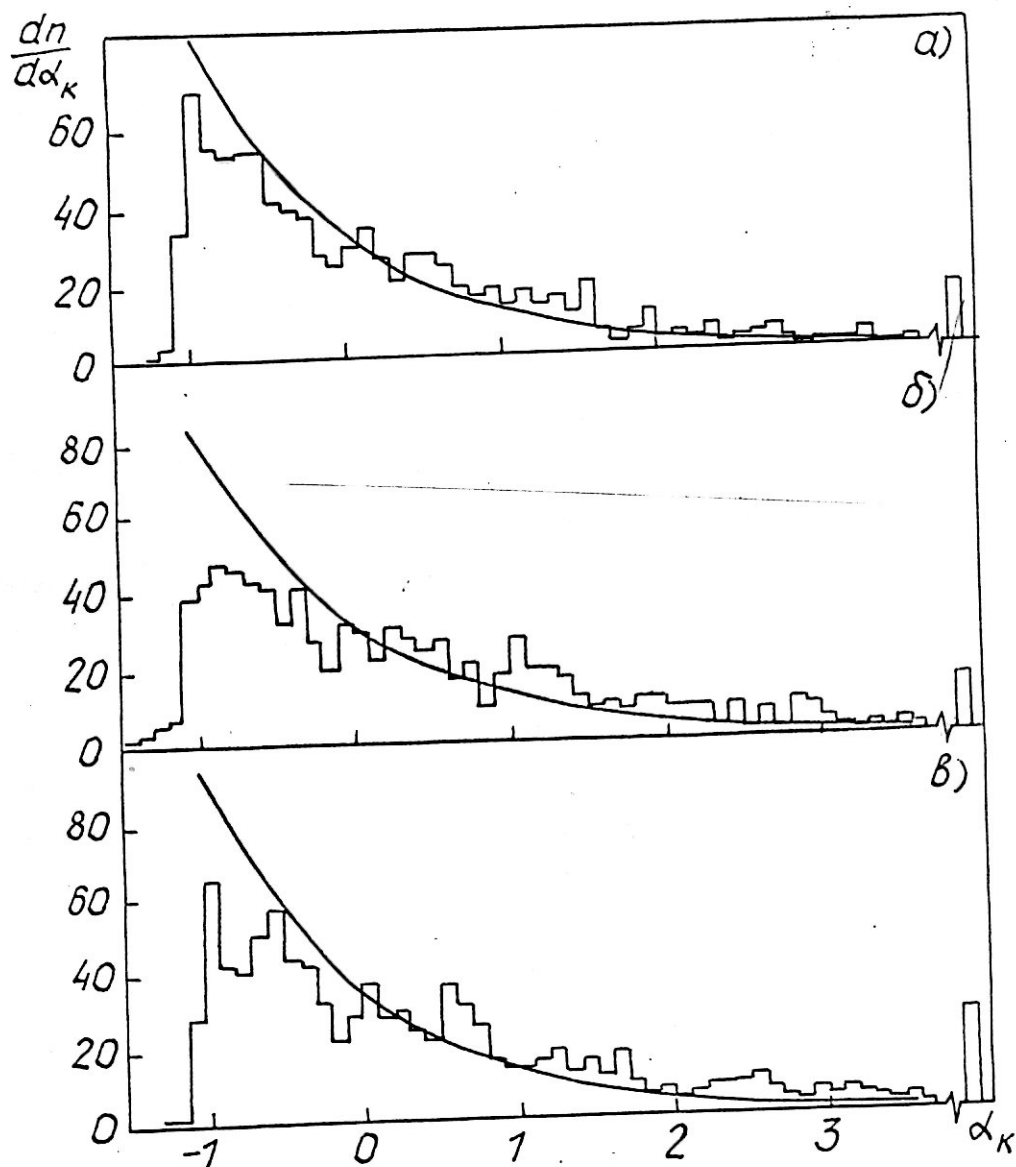


Рис. 28. Распределения по α_k для g - (а),
 b - (б) и h - (в) частиц из ^{56}Fe -
 Em соударений. Кривые - см. текст.

Наконец, из рис. 29, 30 представлены данные по зависимости коэффициентов азимутальной асимметрии $\langle \alpha \rangle$ от угла θ для "черных" и "серых" треков в различных группах Fe-Em соударений. Видно, что:

1. Имеется зависимость $\langle \alpha \rangle$ от угла вылета θ как для g - , так и b - частиц: асимметрия максимальна при $\theta_{g,b} \sim \pi/2$ (см. данные для конуса $\pi/4 < \theta_{g,b} < 3\pi/4$) и минимальна, когда $\theta_{g,b} \sim 0$ и π (данные для $\theta_{g,b} < \pi/4$ и $> 3\pi/4$). Отметим, что в [62] этот эффект был замечен лишь для g - частиц в Fe-Em соударениях на меньшей статистике.

2. Эффект угловой зависимости $\langle \alpha \rangle$ наиболее сильно выражен для соударений с тяжелой мишенью и при малых Q ("центральные" соударения), в частности он велик в событиях, близких к так называемым случаем "полного расщепления" ядра-мишени (большие n_h).

В заключение отметим, что, как видно из табл. 9, 10, ^{имеется} указание на наличие тенденции к коллинеарности разлета b - и g - частиц в поперечной плоскости столкновения (положительные $\langle \beta \rangle$). Тем не менее очевидно, что нужны дальнейшие исследования, так как эффект невелик и, к тому же, необходим учет возможного поперечного движения остаточного ядра-мишени (он может быть одной из причин азимутальной асимметрии для b - частиц) на коэффициенты коллинеарности. Если эффект коллинеарности будет подтвержден, то причиной может служить наличие углового момента у фрагментирующего остаточного ядра-мишени.

Разумеется, какие-либо корректные суждения о динамических ^{причинах} наблюдаемых нами эффектов возможны лишь после сравнения их с рассчитанными по различным моделям ядро-ядерного взаимодействия. К сожалению таких расчетов в настоящее время нет. Ясно, что в этом направлении необходимы дальнейшие исследования и усилия.

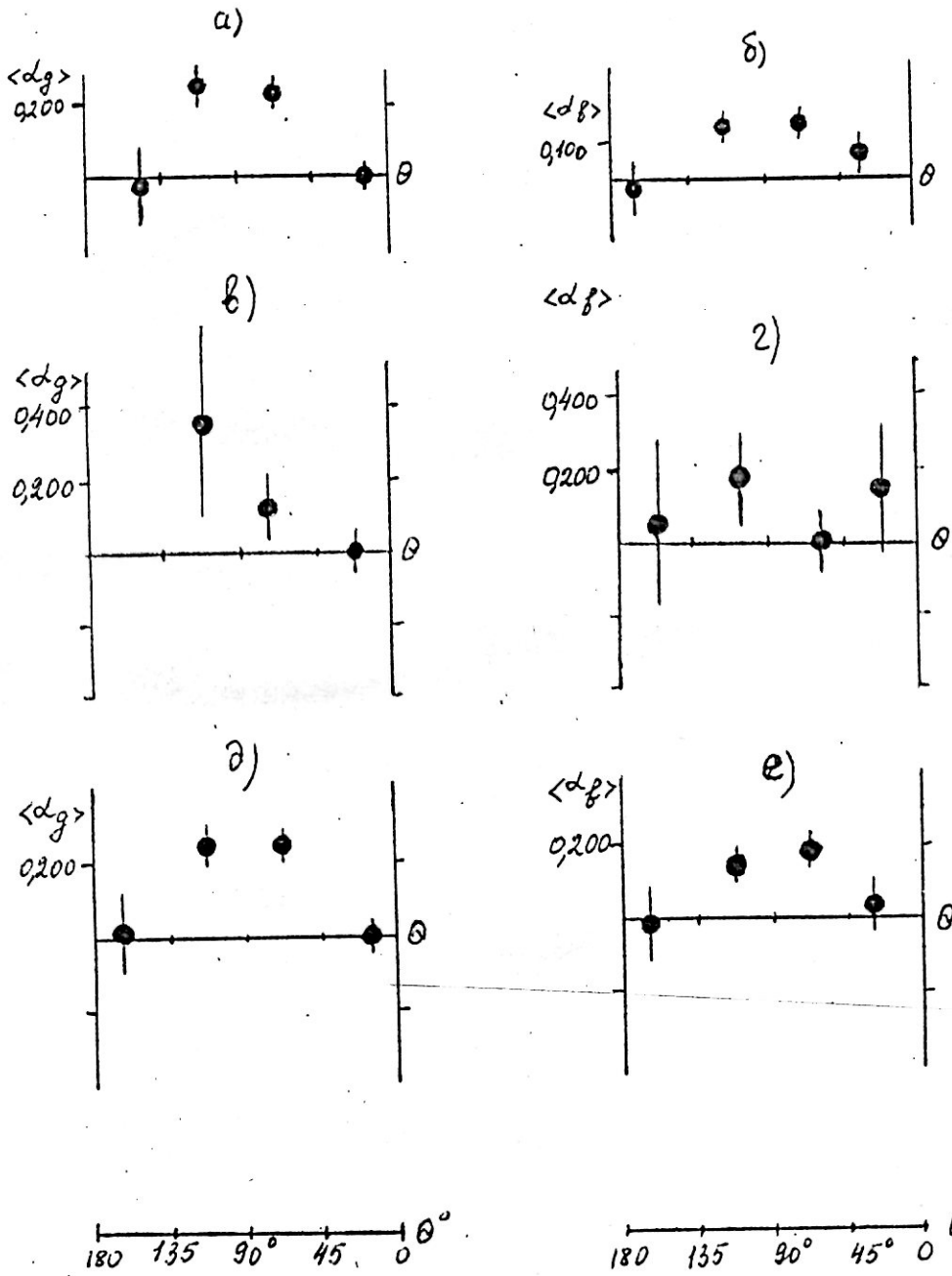


Рис.29. Зависимости $\langle \alpha \rangle$ от углов вылета ϑ - (а, в, д) и β - (б, г, е) частиц для соударений с Em (а, б), CNO (в, г) и AgBr (д, е).

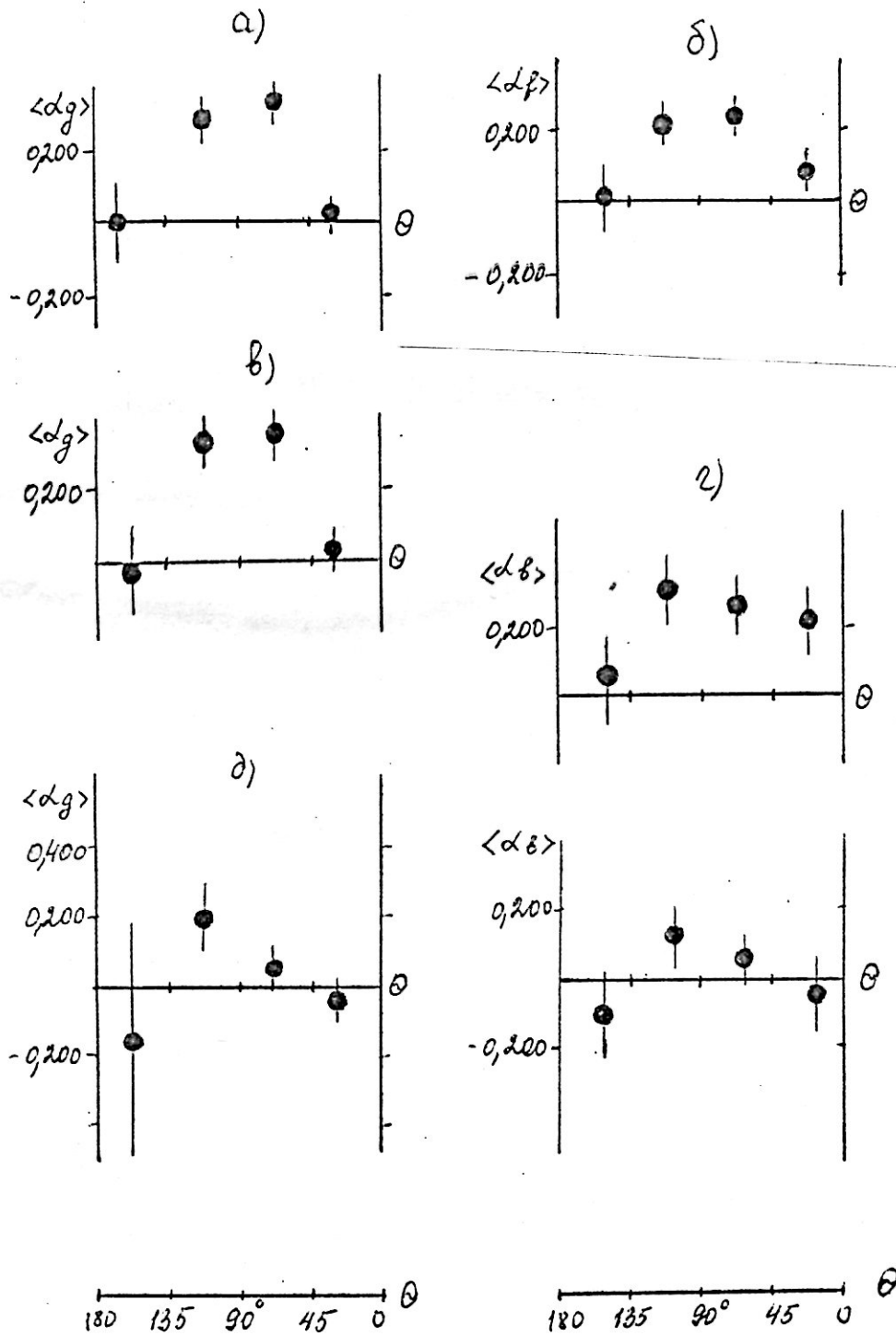


Рис.30. Зависимости $\langle \alpha \rangle$ от углов вылета θ - (а, в, д) и δ - (б, г, е) частиц для подгрупп Fe-E_m соударений с $n_h \geq 20$ (а, б), $Q < 6$ (в, г) и $Q > 10$ (д, е).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение, следуя установившейся традиции, дадим краткое резюме основных полученных в данном исследовании выводов.

1. Исследованы основные характеристики (средние множественности, распределения, множественностей, угловые распределения и угловые зависимости различных параметров, корреляции между полярными и азимутальными углами) сильноионизирующих фрагментов ядра-мишени в $^{56}\text{Fe}-E_m$ взаимодействиях при $P_0/A = 2,5$ ГэВ/с и выполнен сравнительный анализ большинства рассмотренных характеристик для различных ядер-снарядов в диапазоне массовых чисел от 1 до 56 при энергиях ускорителей релятивистских ядер в Дубне и Беркли.

2. Средние множественности наиболее медленных ("чёрных") фрагментов мишени слабо зависят от массового числа ядра-снаряда A_p . Рост $\langle n_b(A_p) \rangle$ тем сильнее, чем больше A_T . A_T -зависимость $\langle n_b \rangle$ существенно сильнее: $\langle n_b \rangle \sim A_T^{\alpha_T}$, где α_T изменяется от $\alpha = 0,56 \pm 0,03$ для протонов до $0,69 \pm 0,04$ для ядер ^{56}Fe .

Зависимость $\langle n_g(A_p) \rangle$ сильнее, чем $\langle n_b(A_p) \rangle$ и также различна при разных A_T . Ещё сильнее зависимость $\langle n_g(A_T) \rangle$: если $\langle n_g \rangle \sim A_T^{\alpha_T}$, α_T возрастает при энергии в несколько ГэВ/нуклон от $0,44 \pm 0,03$ (p) до $0,88 \pm 0,01$ (Fe).

Исследованы A_p - и A_T -зависимости нормированных и удельных множественностей g - и b -частиц.

3. Показано, что форма распределений по множественностям чёрных и серых треков в ядро-ядерных соударениях при рассматриваемых E_0 отлична от таковой для адрон-ядерных взаимодействий большой энергии. Это следствие того, что энергии ускорителей ЛБЛ и ОИЯИ недостаточны для установления режима предельной фрагментации ядер-мишеней.

4. Показано, что дифференциальные множественности серых и

черных треков из ядро-ядерных соударений в различных интервалах полярных углов θ обнаруживают различное поведение при разных массовых числах ядра-снаряда. Обнаружен широкий максимум в угловом распределении b -частиц при $\theta_b \sim \pi/2$ и два более узких максимума в угловом распределении серых треков в $^{56}\text{Fe}-\text{Em}$ событиях при $\theta_g \sim 0$ и $\theta_g \sim \pi/2$.

5. Представлены и обсуждены зависимости коэффициентов угловой асимметрии для g - и b -частиц для ядро-ядерных столкновений от массовых чисел ядер-снарядов и мишеней при рассматриваемых энергиях и прицельного параметра соударения.

Впервые выполнен аналогичный анализ для угловой зависимости отношения серых и черных фрагментов ядра-мишени. Показано, что это отношение зависит от $\cos \theta$, интегральные величины $\langle n_g \rangle / \langle n_b \rangle$ возрастают в ядро-ядерных соударениях с увеличением A_p и A_T . Имеется различие качественного характера между A_T -зависимостями этого отношения в адрон- и ядро-ядерных столкновениях.

6. Впервые выполнен поиск многочастичных корреляций между пространственными углами вылета медленных частиц из неупругих ^{56}Fe -ядерных соударений с помощью инклюзивных корреляционных функций высокого порядка (до четвертого включительно). Получено указание на существование коррелированного вылета "серых" треков в подсистемах из ≥ 4 g -частиц при углах $\theta \sim 0$ и $\theta \sim \pi/2$.

7. Обнаружена азимутальная асимметрия вылета фрагментов ядра-мишени в $^{56}\text{Fe}-\text{Em}$ соударениях и изучена ее зависимость от A_T , прицельного параметра и углов вылета. Эффект не наблюдался в соударениях адронов и более легких ядер-снарядов. Для b -частиц асимметрия по-видимому обусловлена поперечным движением остаточного фрагментирующего ядра-мишени.

8. Каскадно-испарительная модель (дубненская версия), удовлетворительно описывая множественности сильноионизирующих частиц,

испытывает определённые трудности при количественном описании более тонких характеристик этих частиц, в том числе — угловых спектров.

Выполненная в работе систематизация свойств сильноионизирующих медленных частиц из ядро-ядерных соударений при энергиях ускорителей релятивистских ядер в Дубне и Беркли может быть полезной при апробации различных теоретических подходов к проблеме фрагментации ядер в этих взаимодействиях и при планировании экспериментов и сравнительном анализе соударений с ядрами в новом энергетическом интервале (десятки и сотни ГэВ/нуклон), ставшем доступным после ввода в строй действующих ускорителей в Брунхейвене и ЦЕРНе.

Основные результаты, представленные в диссертационной работе, докладывались на научных сессиях Отделения ядерной физики АН СССР 1986–1988 гг. по физике высоких энергий, Совещаниях фотоэмульсионного Комитета ОИЯИ 1987–1988 гг. и семинарах лаборатории релятивистской ядерной физики Института ядерной физики АН УзССР и опубликованы в работах [64–72].

Автор глубоко благодарен своим научным руководителям — члену-корреспонденту АН УзССР, профессору У.Г. Гулямову и старшему научному сотруднику А.И. Бондаренко за руководство и большую помощь при проведении работы, доктору физико-математических наук Г.М. Чернову — за постоянные консультации и содействие исследованию, научным сотрудникам лаборатории релятивистской ядерной физики Т.П. Трофимовой, Н.В. Петрову, Р.А. Бондаренко, У.Тенглибаевой, Р.Холматовой — за содействие и помощь при наборе экспериментального материала, Л.Е. Бенгусу — за помощь при отсчёте данных на ЭВМ, другим сотрудникам лаборатории за различного рода содействие и сотрудничество.

Автор признателен большому числу сотрудников ИЯФ АН УзССР и

ряда других научных учреждений нашей страны и стран-участниц ОИЯИ, принимавших участие в экспериментах по взаимодействиям ядер от ^1H до ^{22}Ne , которые привлекались для сравнительного анализа ядро-ядерных столкновений.

Автор благодарит сотрудников ОИЯИ В.Д.Тонеева и К.К.Гудиму за проведение расчётов по каскадно-испарительной модели Fe-Em соударений и профессора И.Оттерлунда (Лунд, Швеция) - за неоценимую помощь при проведении облучений стоек на ускорителе ЛБЛ.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Пауэлл С., Фаулер П., Перкинс Д. Исследование элементарных частиц фотографическим методом. - М.: ИИЛ, 1962. - 420 с.
2. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. - М.: Атомиздат, 1972. - 648 с.
3. Балдин А.М. Физика релятивистских ядер. ЭЧАЯ, 1977, т.8, с.429-477.
4. Chernov G.M., Gulamov K.G., Gulyamov U.G. et al. Fragmentation of Relativistic ^{56}Fe Nuclei in Emulsion. *Nucl. Phys.*, 1984, v. A412, p. 534-550.
5. Azimov S.A., Bengus L.E., Bondarenko A.I. et al. Evidence for Azimuthal Correlations in Inelastic Interactions of ^{56}Fe Nuclei in Emulsion at 2.5A GeV/c. *Z. Phys.*, v. A322, p. 677-683.
6. Антончик В.А., Бакаев В.А., Богданов С.Д. и др. Некоторые характеристики неупругих взаимодействий ядер ^{56}Fe с энергией 0,5-2 ГэВ/нуклон с ядрами фотоэмульсии. ЯФ, 1980, т.32, с.319-321.
7. Петров Н.В. Неупругие взаимодействия и фрагментация ядер ^{56}Fe при импульсе 2,5 ГэВ/с в фотоэмульсии. Дис. канд. физ.-мат. наук. - Ташкент, 1983. - 128 с.
8. Чернов Г.М. Угловые распределения вторичных частиц в столкновениях протонов высокой энергии с нуклонами и ядрами. Дис. канд. физ.-мат. наук. - Ташкент, 1964. - 85 с.
9. Westfall G.D., Wilson L.W., Lindstrom P.J. et al. Fragmentation of Relativistic ^{56}Fe . *Phys. Rev. C*, 1979, v. 19, p. 1309-1323.
10. Абдуразакова Х.А., Басова Е.С., Бондаренко А.И. и др. Общие

характеристики неупругих взаимодействий релятивистских ядер ^{12}C , ^{22}Ne , ^{56}Fe с водородом фотоэмульсии. Ташкент, 1987. - 17 с. (Препринт) ИЯФ АН УзССР (P-7-262).

II. АЛМТ - сотрудничество. Взаимодействия 200 ГэВ/с протонов с ядрами эмульсии. Множественность заряженных частиц. ЯФ, 1975, т.22, с.736-749.

12. Bradt H.L., Peters B. The heavy nuclei of the primary cosmic radiation. *Phys. Rev.*, 1950, v. 77, p. 54-70.

13. Басова Е.С., Гулямов У.Г., Ибатов Р.М. и др. Общие характеристики неупругих взаимодействий протонов с ядрами эмульсии при энергии 2,26 ГэВ. ДАН УзССР, 1980, № 8, с.28-30.

14. Басова Е.С., Бондаренко Р.А., Гуламов К.Г. и др. Общие характеристики неупругих взаимодействий протонов с ядрами фотоэмульсии при 4,5 ГэВ/с. Изв. АН УзССР, сер. физ.-мат. наук, 1983. № 2, с.64-70.

15. Basova E.S., Chernov G.M., Gulamov K.G. et al. A Study of Inelastic Interactions of Deuterons and Alphas in an Emulsion at ~ 3.6 GeV/Nucleon. *Z. Phys.*, 1978, v. A287, p. 393-405.

16. Бондаренко Р.А., Гуламов К.Г., Гулямов У.Г., Чернов Г.М. Импульсные и корреляционные характеристики продуктов фрагментации релятивистских ядер углерода при 4,5 ГэВ/с/нуклон. ЯФ, 1983, т.38, с.1483-1492.

17. Chernov G.M., Gulamov K.G., Gulyamov U.G. et al. Investigations of Relativistic Nitrogen Nuclei in an Emulsion at 2.1 GeV/Nucleon. *Nucl. Phys.*, 1977, v. A280, p. 478-490.

18. АВГДДЕККЛМТТУ - сотрудничество. Неупругие столкновения ядер неона-22 с ядрами в фотоэмульсии при импульсе 90 ГэВ/с. Кр. сообщ. ОИЯИ, 1985, № 12-85, с.15-21.

19. Чернов Г.М. Множественное рождение частиц в неупругих адрон-

нуклонных и адрон-ядерных соударениях в области энергий 20-200 ГэВ. - Дис. докт., физ.-мат. наук, - Ташкент, 1975. - 279 с.

20. Гуламов К.Г., Гулямов У.Г., Чернов Г.М. Экспериментальные данные по множественному рождению на ядрах. ЭЧАЯ, 1978, т.9, с.554-601.
21. Гуламов К.Г., Гулямов У.Г., Навотный В.Ш. и др. Множественности и угловые распределения вторичных заряженных частиц из неупругих взаимодействий ядер железа в фотоэмульсии. Ташкент, 1983. - 30 с. (Препринт) ИЯФ АН УЗССР: Р-7-130.
22. Shabelsky Yu. M. On the Multiplicity of the Secondaries Produced in Collisions of Relativistic Nuclei. Acta Phys. Pol., 1979, v. B10, p. 1049-1056.
23. Heckman H.H., Greiner D.E., Lindstrom P.J., Bieser F.S. Fragmentation of ^{14}N Nuclei at 29 GeV: Inclusive Isotope Spectra at 0° . Phys. Rev. Lett., 1972, v. 28, p. 926-929.
24. Карабова М., Караба Я., Михалчак Ю. и др. Низкоэнергетические частицы в звёздах, образованных ядрами ^{12}C с импульсом 50 ГэВ/с. ЯФ, 1978, т.28, с.435-438.
25. Toneev V.D., Gudima K.K. Particle Emission in Light and Heavy Ion Reactions. Nucl. Phys., 1983, v. A400, p. 173-189.
26. Schilz H., Ropke G., Gudima K.K., Toneev V.D. The Coalescence Heavy Ion Collisions. Phys. Lett., 1983, v. B124, p. 458-460.
27. Gudima K.K., Masarik S. G., Toneev V.D. Cascade-excitation Model of Nuclear Collisions. Nucl Phys, 1983, v. A401, p. 329-361.
28. Азимов С.А., Бондаренко А.И., Гуламов К.Г. и др. Общие характеристики сильноионизирующих частиц в адрон-ядерных взаимодей-

- ствиях при высоких энергиях Изв.АН УзССР, физ.-мат.наук, 1980, № 5, с.62-68.
29. Ибатов Р.М. Неупругие взаимодействия протонов с ядрами фотоэмульсии при 3,1 и 4,5 ГэВ/с. Дис.канд., физ.-мат.наук. - Ташкент, 1981. - 99 с.
 30. Veneske J., Chou T.T., Yang C.N., Yen E. Hypothesis of Limiting Fragmentation in High-Energy Collisions. *Phys. Rev.*, 1969, v. 188, p. 2159-2169.
 31. Goldhaber A.S. Statistical Models of Fragmentation Processes. *Phys Lett*, 1974, v. 538, p. 306-308.
 32. Legrain R. Vous avez dit fragmentation? *Nucl. Phys.*, 1982, v. A387, p. 219-233.
 33. Sobel M.I., Siemens P.J., Bondorf J.P., Bethe H.A. Shock waves in colliding nuclei. *Nucl. Phys.*, 1975, v. A251, p. 502-529.
 34. Гудима К.К., Тонеев В.Д. Наблюдались ли ударные волны в ядерных столкновениях? ЯФ, 1978, т.28, с.658-669.
 35. Gudima K.K., Toneev V.D. High-Energy Collisions of Heavy Nuclei. Shock waves? *Phys. Lett*, 1978, v. B73, p. 293-295.
 36. Meskman H.H., Crawford H.J., Greiner D.E. et al. Central Collisions Produced by Relativistic Heavy Ions in Nuclear Emulsion. *Phys. Rev.*, 1978, v. C17, p. 1651-1664.
 37. Stock R., Gutbrod H.H., Meyer W.G. et al. Emission Patterns in Central and Peripheral Relativistic Heavy Ion Collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 1980, v. 44, p. 1243-1246.
 38. Лексин Г.А. Ядерный скейлинг II. В сб. "Элементарные частицы". 4-я школа физики ИТЭФ, вып.2. Москва, Атомиздат. 1977. с.5-20.

39. Лексин Г.А. Новые данные о ядерном скейлинге. В сб. "У Международный семинар по проблемам физики высоких энергий" (Дубна, 1978), Дубна, ОИЯИ Д I.2-I2036, 1979, с.274-286.
40. Ибатов Р.М., Муминов М.М., Чернов Г.М. Относительные спектры вторичных частиц в ядро-ядерных и протон-ядерных соударениях при энергиях ускорителей ЛБЛ (Беркли) и ОИЯИ (Дубна). В сб. "Исследование по ядерной физике и физике элем.частиц". Самарканд, 1982, с.35-39.
41. *Stocker H., Mazuhn J.A., Greiner D.E. Collective Side-ward Flow of Nuclear Matter in Violent High-Energy Heavy-Ion Collisions. Phys. Rev Lett, 1980, v. 44, p. 725-728.*
42. *Stocker H., Riedel C., Yaziv Y. et al. Nuclear Fluid Dynamics Versus Intranuclear Cascade - Possible Evidence for Collective Flow in Central High-Energy Nuclear Collisions. Phys. Rev. Lett, 1981, v. 47, p. 1807-1810.*
43. Бондаренко Р.А. Множественное рождение частиц и фрагментация ядер ^{12}C в фотоэмульсии при импульсе 4,5 ГэВ/с. Дис.канд., физ.-мат.наук, Ташкент, 1984. - 110 с.
44. Любимов В.Б. Корреляционные явления в множественном рождении частиц на ядрах в кумулятивной области. Дис.докт., физ.-мат. наук, Дубна, 1983. - 214 с.
45. Гуламов К.Г. Исследование множественностей генерации частиц в соударениях высокоэнергетических адронов (20-400 ГэВ) и лёгких ядер (несколько ГэВ/нуклон) с ядрами. Дис.докт., физ.-мат.наук - Ташкент, 1980. - 300 с.
46. Нагамия Ш. Корреляции частиц во взаимодействиях ядер с протонами и ядрами. ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.578-609.
47. Басова Е.С., Бондаренко А.И., Гуламов К.Г. и др. Поиск ударных волн в ядро-ядерных соударениях. Письма в ЖЭТФ, 1976,

- т.24, с.257-260.
48. Гулямов У.Г., Ибатов Р.М., Муминов М.М., Чернов Г.М. Двух-частичные корреляции между углами вылета сильноионизирующих частиц из протон-ядерных соударений при $p_0 = 3,1$ и $4,5$ ГэВ/с. АН УзССР, 1982, № 3, с.24-26.
 49. Басова Е.С. Неупругие соударения дейтронов и α -частиц с ядрами фотоэмульсии при импульсе $4,5$ ГэВ/с/нуклон. Дис.канд. физ.-мат.наук, Ташкент, 1979. -
 50. Насыров Ш.З. Множественное рождение частиц в неупругих соударениях ядер азота ^{14}N при $T_{кин} = 2,1$ ГэВ/нуклон с ядрами фотоэмульсии. Дис.канд.физ.-мат.наук. - Ташкент, 1979, III с.
 51. АБГДДЕККЛМТУ - сотрудничество. Изучение двухчастичных корреляций в неупругих взаимодействиях ядер неона-22 при $p_0 = 4,1$ ГэВ/с/нуклон с ядрами эмульсии. ЯФ, 1988 (в печати).
 52. Azimov S.A, Chernov G.M., Gulamov K.G. et al. Inclusive Two- and Three-Particle Correlations in High-Energy Hadron-Nucleus Collisions. Nucl Phys, 1981, v B178, p. 457-476.
 53. Бенгус Л.В., Бондаренко А.И., Чернов Г.М. Многочастичные корреляционные функции. I. Основные определения и соотношения. Ташкент, 1988 - 10 с. (Препринт) ИЯФ АН УзССР.
 54. Азимов С.А., Бондаренко А.И., Гуламов К.Г. и др. Исследование корреляций при множественном рождении частиц. В сб. "Множественные процессы при высоких энергиях", Ташкент. 1976, с.120-164.
 55. Gulamov K.G., Azimov S.A, Chernov G.M. et al. Two Particle Rapidity Correlations among Produced Particles in Proton-Nucleus Interactions at High Energies. Z.Phys, 1977, v. A280, p. 107-109.
 56. Бенгус Л.Е., Бондаренко А.И., Чернов Г.М. Многочастичные корреляционные функции. II. Учёт псевдо- и кинематических

- корреляций. Ташкент, 1988 (Препринт) ИЯФ АН УЗССР.
57. Азимов С.А., Чернов Г.М. Статистические методы в физике высоких энергий. - Ташкент: ФАН, 1970, - 108 с.
58. Бенгус Л.Е., Бондаренко А.И., Бондаренко Р.А. и др. Азимутальные эффекты при фрагментации релятивистских ядер. Письма в ЖЭТФ, 1983, т.38, с.353-355.
59. ABCDDGKLMRTTUZY - collaboration. The Fragmentation of $4.1 \text{ A GeV/c } \text{Ne}^{22}$ in Emulsion. 20-th Int. Cosmic Ray Conf., Moscow, 1987, v. 5, p. 58-60.
60. Абдуразакова У.А., Бенгус Л.Е., Бондаренко А.И. и др. О форме распределения по поперечным импульсам релятивистских α -частиц в ядро-ядерных соударениях большой энергии. ЯФ, 1988, т.47, с.1299-1308.
61. Azimov S.A., Chernov G.M., Gulamov K.G. et al. Characteristics of Heavily Ionizing Particles and Correlation effects in High-Energy Hadron-Nucleus Collisions in Emulsion. *Nuovo Cim*, 1984, v. A84, p. 117-140.
62. Azimov S.A., Bengus L.E., Bondarenko A.I. et al. Evidence for Azimuthal Correlations in Inelastic Interaction of ^{56}Fe Nuclei in Emulsion at 2.5 A GeV/c . *Z. Phys.* 1985, v. A322, p. 677-683.
63. Бондаренко А.И., Гуламов К.Г., Мялковская Н.М. и др. Исследование неупругих адрон-нуклонных взаимодействий при энергиях в десятки и сотни гигаэлектронвольт. В сб. "Упругие и неупругие соударения частиц большой энергии с нуклонами и ядрами", Ташкент: ФАН, 1975, с.119-165.
64. Палуанов К. О форме распределений по числу сильноионизирующих частиц в неупругих взаимодействиях релятивистских ядер. "Вестник", ККФ АН УЗССР, 1987, № 2, с.19-22.
65. Бенгус Л.Е., Бондаренко А.И., Гулямов У.Г., Палуанов К.,

- Трофимова Т.П., Чернов Г.М. Поиск многочастичных корреляций между углами вылета медленных частиц из соударений релятивистских ядер железа-56 в эмульсии. ДАН УзССР, 1987, № 7, с.19-22.
66. Бенгус Л.Е., Бондаренко А.И., Гулямов У.Г., Палуанов К., Трофимова Т.П., Чернов Г.М. Азимутальная асимметрия продуктов фрагментации мишени в соударениях релятивистских ядер железа-56 в эмульсии. ДАН УзССР, 1987, № 8, с.22-25.
67. Гулямов У.Г., Палуанов К. Относительные спектры сильноионизирующих частиц, образованных в столкновениях ядер с ядрами. ДАН УзССР, 1987, № 12, с.18-21.
68. Бондаренко А.И., Гулямов У.Г., Палуанов К., Чернов Г.М. Зависимость угловых распределений медленных вторичных частиц от прицельного параметра ядро-ядерного взаимодействия при высоких энергиях. "Вестник", ККФ АН УзССР, 1988, № 4, с.8-10.
69. Бондаренко А.И., Гулямов У.Г., Палуанов К., Чернов Г.М. Угловая зависимость отношения множественностей "серых" и "черных" треков в высокоэнергичных соударениях с ядрами. Р-7-379. Ташкент 1988. - 11с (Препринт) ИИФ АН УзССР.
70. Бондаренко А.И., Гулямов У.Г., Палуанов К., Чернов Г.М. Об асимметрии углового распределения сильноионизирующих частиц, рожденных в ядро-ядерных взаимодействиях. "Вестник", ККФ АН УзССР, 1988, № 3, с.9-11.
71. Бондаренко А.И., Гулямов У.Г., Палуанов К., Петров Н.В., Трофимова Т.П., Чернов Г.М. Общие характеристики медленных вторичных частиц из соударений ядер железа-56 в фотоэмульсии при первичном импульсе 140 ГэВ/с. Р-5-255. Ташкент, 1988. - 12с. (Препринт) ИИФ АН УзССР.
72. Бабаев А.Х., Бенгус Л.Е., Бондаренко А.И., Палуанов К., Чернов Г.М. Азимутальные корреляции между вторичными заряженными частицами из неупругих взаимодействий релятивистских ядер. Р-7-357, Ташкент

1988.- 20с (Препринт) ИЯФ АН УзССР; ЯФ, в печати.