

ОРДЕНА ДРУЖБЫ НАРОДОВ АКАДЕМИЯ НАУК УЗБЕКСКОЙ ССР
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

на правах рукописи

ПЕТРОВ НИКОЛАЙ ВЛАДИМИРОВИЧ

НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДЕР
 ^{56}Fe ПРИ ИМПУЛЬСЕ 2.5 А ГэВ/с В ФОТОЭМУЛЬСИИ

(01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных
частиц)

Д и с с е р т а ц и я
на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Научные руководители :

Доктор физико-математических
наук Г.М.ЧЕРНОВ

Доктор физико-математических
наук К.Г.ГУЛАМОВ

Ташкент – 1983 г.

О Г Л А В Л Е Н И Е

	стр.
ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА I. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ	9
I.1. Описание эксперимента. Отбор событий	9
I.2. Классификация вторичных частиц	10
I.3. Выделение спектаторных фрагментов ядра-снаряда	11
I.3.1. Многозарядные фрагменты	11
I.3.2. Однозарядные фрагменты	12
I.3.3. Оценка суммарного заряда спектаторных фрагментов	15
I.4. Выделение подансамблей $^{56}\text{Fe}-\text{A}$ соударений	17
I.4.1. Выделение $\text{Fe}-\text{H}$ взаимодействий	17
I.4.2. Сечение взаимодействий ^{56}Fe с различными мишенями	18
I.4.3. Выделение подансамблей $\text{Fe}-\text{CNO}$ и $\text{Fe}-\text{AgBr}$ соударений	21
ГЛАВА II. ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДРА-СНАРЯДА	24
2.1. Множественности спектаторных фрагментов	24
2.2. Поперечные импульсы	32
2.3. Азимутальные корреляции	41
2.4. Фрагментация ядер ^{14}N в фотоэмульсии	50
2.5. Обсуждение результатов	55
ГЛАВА III. МНОЖЕСТВЕННОСТИ И ОДНОЧАСТИЧНЫЕ ИНКЛЮЗИВНЫЕ СПЕКТРЫ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ	58
3.1. Множественности вторичных частиц	58
3.1.1. Релятивистские частицы	59
3.1.2. Сильноионизирующие частицы	69
3.1.3. Корреляции между множественностями различных типов частиц	75
3.2. Угловые распределения	75

3.2.1. Релятивистские частицы	75
3.2.2. Сильноионизирующие частицы	83
3.3. Множественности и угловые распределения вторичных частиц в $^{56}\text{Fe}-Em$ соударениях и каскадно-испарительная модель	89
ГЛАВА IV. КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ	94
4.1. Корреляция между полярными углами	96
4.2. "Внутригрупповые" азимутальные корреляции	100
4.3. "Межгрупповые" азимутальные корреляции	104
4.4. Обсуждение результатов	108
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	113
ЛИТЕРАТУРА	117

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время в физике высоких энергий все возрастающее внимание стало уделяться проблеме изучения неупругих взаимодействий релятивистских ядер с ядрами — новому научному направлению, возникшему в начале 70-х годов на стыке физики высоких энергий и ядерной физики в первую очередь в связи с запуском ускорителей релятивистских ядер в Дубне (СССР) и Беркли (США).

Современное состояние исследований по рассматриваемой проблеме характеризуется как продолжающимся накоплением экспериментальных данных (основные направления — увеличение массы и энергии ускоряемых ядер), так и новыми модельными подходами, хотя многие из них претендуют лишь на полуколичественное их описание.

Большая часть полного сечения неупругого взаимодействия релятивистских ядер соответствует явлению множественной генерации частиц — процессу, доминирующему и в более "элементарных" (адрон-адронных и адрон-ядерных) соударениях большой энергии. Основная трудность при экспериментальном и теоретическом исследовании этой проблемы состоит в том, что число степеней свободы конечного состояния системы очень велико, что мешает осуществлению "полного" эксперимента. Более того, сейчас становится ясным, что механизм процесса множественной генерации частиц связан со строением элементарных частиц и сложной пространственно-временной структурой их взаимодействия. Поэтому возникла идея использовать атомное ядро в качестве анализатора этой структуры — дискриминатора между различными теоретическими подходами к рассматриваемой проблеме. Заметим попутно, что изучение ядро-ядерных взаимодействий может дать весьма полезную информацию о неупругих процессах и в элементарном акте.

С другой стороны, интерес к ядро-ядерным взаимодействиям при

высоких энергиях диктуется "внутренней" потребностью самой ядерной физики - изучением свойств ядерного вещества в условиях экстремальных температур, плотностей, давлений, возникающих в результате столкновения многобарионных систем: при этом могут реализоваться новые необычные состояния и свойства ядерного вещества, такие как ядерные изомеры плотности, мезонный конденсат, флуктуации ядерного вещества, фазовые переходы, ядерные ударные волны, мультибарионные возбужденные состояния и другие.

Помимо основных фундаментальных задач релятивистская ядерная физика уже на существующей ранней стадии своего развития обнаруживает выходы в теорию происхождения и прохождения космических лучей, космологию, радиационную физику и технику, медицину, биологию и ряд других разделов фундаментальных и прикладных наук /1,2/.

До последнего времени в соответствии с возможностями современных ускорителей изучались взаимодействия легчайших и легких ядер (2d , 4He , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O) с ядрами /1-4/. Вследствие незначительной величины массового числа ядер-снарядов число нуклонов, "участвующих" в столкновении, сравнительно невелико, что затрудняет поиск различного рода коллективных эффектов /2/. Поэтому настоящая работа, посвященная изучению взаимодействий релятивистских ядер железа ($A_p=56$), ускоренных на ускорителе LBL (Беркли, США) до энергии 1,86 ГэВ на нуклон снаряда, представляет собой заметное продвижение в экспериментальном исследовании ядроядерных взаимодействий при высоких энергиях в условиях 4 π - геометрии.

Основные цели данной работы можно свести к следующим:

I. Получение нового и статистически достаточно обеспеченного экспериментального материала по неупругим взаимодействиям ядер ^{56}Fe в фотоэмульсии.

2. Изучение основных характеристик (множественностей и корреляций между ними, одночастичных угловых спектров, многочастичных корреляционных явлений вдоль продольной оси и в поперечной плоскости соударения и др.) вторичных заряженных частиц, образующихся в $^{56}\text{Fe} - \text{Em}$ соударениях.

3. Детальное изучение процесса фрагментации релятивистских ядер ^{56}Fe .

4. Сравнительный анализ характеристик ядро-ядерных и протон-ядерных столкновений при близких энергиях.

5. Количественное или качественное сопоставление исследуемых характеристик с предсказаниями различных моделей ядро-ядерных взаимодействий при энергии в несколько ГэВ на нуклон снаряда.

Довольно удобный и экономичный путь для реализации указанных задач заключается в проведении исследований ядро-ядерных взаимодействий методом ядерных фотоэмульсий, к несомненным достоинствам которой относится и то, что она, наряду с очень быстрыми релятивистскими частицами, позволяет одинаково успешно в условиях 4π -геометрии регистрировать и очень медленные частицы - продукты фрагментации ядра мишени. Кроме того, данная методика позволяет исследовать взаимодействия, происходящие на различных ядрах, достаточно удаленных по величине массового числа, и производить геометрические измерения с высокой степенью точности /5/.

Действительно, фотоэмульсионная методика занимает значительное место в ряду экспериментальных методик, используемых при изучении множественного рождения частиц на ядрах: существенная часть имеющейся информации по hA и AA взаимодействиям при высоких энергиях и практически вся при сверхвысоких (космические лучи) энергиях была получена с его помощью /6,7/. Весьма заметен вклад фотометода при исследовании ядро-ядерных взаимодействий на современных ускорителях /3,4/.

Работа характеризуется довольно значительной для фотометода статистикой (около 1000 событий) и широким "спектром" рассматриваемых характеристик.

Диссертация имеет следующую структуру.

В первой главе описан экспериментальный материал, используемый в данной работе. Несколько детализированы проблемы идентификации фрагментов ядра-снаряда и выделение подансамблей соударений с различными компонентами фотоэмульсии.

Вторая глава посвящена фрагментации релятивистских ядер-снарядов. В ней подробно обсуждаются экспериментальные данные по множественности, поперечным импульсам и корреляционным явлениям для различных типов фрагментов ядра-снаряда.

В третьей главе приводятся данные по множественностям и одностичным спектрам различных типов вторичных частиц в $^{56}\text{Fe} - \text{Em}$ соударениях. Полученные результаты сравниваются с рядом моделей ядро-ядерных столкновений.

В четвертой главе рассматриваются корреляционные явления, не нашедшие отражение в двух предыдущих главах, внутригрупповые и межгрупповые азимутальные корреляции.

Заключение содержит краткую сводку основных результатов работы.

Минимальные сведения обзорного характера, требуемые для чтения данной работы, даны во всех главах по мере необходимости. В ходе изложения результатов $^{56}\text{Fe} - \text{Em}$ эксперимента для сравнения систематически привлекаются экспериментальные данные по $^{14}\text{N} - \text{Em}$ /8/ и $p - \text{Em}$ /9/ взаимодействиям. Следует отметить, что :

а) все экспериментальные ансамбли были измерены и обработаны по единой методике, некоторые важные пункты которой будут описаны ниже ;

б) энергии рассматриваемых ансамблей ядро-ядерных соударений довольно близки (для ядер ^1H , ^{14}N , ^{56}Fe - 2,26, 2,1, 1,7 ГэВ на нуклон снаряда соответственно). Там, где это не оговорено специально, различие в энергии падающих снарядов, по нашему мнению, сказывается пренебрежимо мало, во всех остальных случаях вводятся соответствующие поправки или ограничения.

Работа выполнялась в Лаборатории релятивистской ядерной физики Института ядерной физики Академии Наук УзССР в течение 1979-1983 гг.

ГЛАВА I. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

I.1. Описание эксперимента. Отбор событий

Стопка эмульсий ILFORD G5 размером $12 \times 7 \times 0,06 \text{ см}^3$ была облучена пучком ионов ^{56}Fe с кинетической энергией 1,88 ГэВ/нуклон на ускорителе LBL (Беркли, США). Плотность облучения эмульсии, определенная путем подсчета числа первичных треков на единицу площади, составила $(2 \div 4) \cdot 10^3$ ядер/ см^2 . Средний угол наклона пучка к плоскости эмульсионных слоев $\langle \alpha \rangle \simeq 0,2^\circ$.

Поиск неупругих взаимодействий ядер ^{56}Fe осуществлялся путем двойного медленного просмотра "вдоль трека" на микроскопах типа МБИ-9 при увеличении $60 \times 15 \times 1$. При просмотре исключались события без вторичных заряженных частиц (рассеяния на малые углы без каких-либо признаков возбуждения или развала ядра-мишени, удовлетворяющие кинематике упругого ядро-ядерного соударения, а также события электромагнитной природы (рождение δ - электронов и e^-e^+ пар). На общей длине 109,8 м было найдено 1308 событий; средний свободный пробег ядер железа в эмульсии составил, таким образом, величину $\langle \lambda \rangle = (8,4 \pm 0,2) \text{ см}$, что неплохо согласуется с данными других работ при релятивистских энергиях /6,10, 11/.

Средняя энергия ядер ^{56}Fe , вступающих во взаимодействие, определялась с учетом ионизационных потерь в фотоэмульсии. Используя распределение по пробегам до взаимодействия и эмпирическое соотношение "пробег-энергия" /10/

$$R = 10.79 Z^{-2} M^{-0.721} T^{1.721} \quad (I.1)$$

(R - пробег в мкм, Z - заряд первичного иона, M , T - его масса и первичная энергия в МэВ), мы нашли: $\langle T \rangle = (1,7 \pm 0,1) \text{ ГэВ/нуклон}$, $\langle p_0 \rangle = (2,5 \pm 0,1) \text{ ГэВ/с/нуклон}$.

Для измерений были отобраны без какой-либо дискриминации 980 событий в центральных областях фотослоев. В этих событиях была произведена классификация всех вторичных заряженных частиц, измерены их пространственные (θ) и азимутальные (φ) углы вылета /12/ и определены заряды ($Z = 2 + 8$) непроизводящих ("спектаторных") фрагментов ядра ^{56}Fe .

1.2. Классификация вторичных частиц.

Вторичные заряженные частицы из ^{56}Fe -Em соударений были классифицированы как :

1) "черные" (b - частицы) - заряженные фрагменты мишени с остаточным пробегом $R \leq 3000$ мкм (что соответствует кинетической энергии протонов $T_p < 26$ МэВ) ;

2) "серые" (g - частицы) - заряженные фрагменты мишени с пробегом $R \geq 3000$ мкм ($T_p \geq 26$ МэВ) и относительной ионизацией $I/I_0 \geq 1,4$ (скорость однозарядной частицы $\beta \leq 0,7$); значение I_0 измерялось на следах однозарядных частиц с минимальными углами (т.е. фактически на однозарядных фрагментах ядра ^{56}Fe с $\langle p_0 \rangle = 2,5$ ГэВ/с/нуклон) ;

3) релятивистские (s - частицы) - однозарядные частицы с $\beta \geq 0,7$; в их число входят как "рожденные" однозарядные частицы, так и спектаторные фрагменты ядра ^{56}Fe с $Z = 1$, так что $n_s = n_{s1} + n_{z=1}$;

4) многозарядные ($Z \geq 2$) релятивистские фрагменты ядра ^{56}Fe (f - частицы). Частицы b и g составляют "сильноионизирующие" фрагменты ядра-мишени (h - частицы) : $n_h = n_b + n_g$.

Для выделения первых трех типов частиц использовались фотоэмульсионные методики измерения ионизации и пробега /10/. Методика выделения "рожденных" s' - частиц и фрагментов ядра-снаряда с $Z = 1$, $Z \geq 2$ описана ниже. Формула звезд записывалась

как $n_b + n_g + n_s + n_f$.

1.3. Выделение спектаторных фрагментов ядра-снаряда

1.3.1. Многозарядные фрагменты

Выделение f - частиц в ядерной эмульсии производится весьма надежно: их треки имеют высокую ионизацию, не изменяющуюся в отличие от g и в особенности b - частиц на большой длине (не менее нескольких сантиметров) следа, и не обнаруживают заметного многократного рассеяния. Все "подозрительные" треки в интервале пространственных углов $\Theta < 12^\circ$ прослеживались на максимально доступной просмотру длине (~ 10 см), таким образом, идентификация f - частиц на "фоне" сильноионизирующих (g - и b - частиц) была выполнена уверенно.

Для проверки качества отбора f - частиц, а также измерений на их треках мы изучали характеристики этих частиц в зависимости от азимутального угла φ (напомним, что как идентификация частиц, так и измерения тем менее надежны, чем больше угол наклона к плоскости эмульсии, в нашей системе отсчета - при углах $\varphi \sim \pi/2$ или $\varphi \sim 3\pi/2$ ($0 \leq \varphi \leq 2\pi$)). С этой целью полный азимутальный угол 2π был разбит на 6 равных интервалов: $\cos(k+1)\pi/2 < |\cos \varphi| < \cos k\pi/2$ с учетом очевидной симметрии условий измерений "вправо-влево" и "вверх-вниз" ($k = 0, 1, \dots, 5$).

В таблице I, как пример, представлены средние поперечные импульсы фрагментов с $Z = 4$ в указанных интервалах φ . Никакой зависимости инклюзивных характеристик фрагментации ^{56}Fe от угла погружения не было обнаружено, как и следовало ожидать при предположении об отсутствии соответствующих систематических погрешностей. Заряд f - частиц определялся методом счета плотности числа δ - электронов /10/ согласно формуле:

$$Z = 2 (N_z / N_{z=2})^{1/2}. \quad (1.2)$$

Число δ - электронов с длиной, большей некоторой заданной, измерялось на длине, не меньшей 10 мм, дважды. Для нормировки использовалось число $N_{z=2}$ на соответствующей длине двухзарядного фрагмента (α - частицы), легко идентифицируемого визуально. В "спорных" случаях подсчет δ - электронов производился несколько раз или на большей длине трека. В результате используе-

Таблица 1. мой процедуры были определены за-	
Средние поперечные импульсы	ряды всех фрагментов в области
фрагментов с $z = 4$ в раз-	$2 \leq z \leq 8$; при $z \geq 9$ Δz дос-
личных интервалах $\cos \varphi$.	тигает величины ~ 1 и возраста-
	ет с увеличением z (см. рис.1).
Интервал $ \cos \varphi < p_1 >, \text{ГэВ/с}$	Поэтому мы в дальнейшем рассматри-
$[\cos(k+1)\pi/12, \cos k\pi/12]$	ваем группу фрагментов с $z = 9 \div$
$k = 0$ $0,53 \pm 0,09$	$\div 26$ вместе; в необходимых случа-
$k = 1$ $0,48 \pm 0,08$	ях мы использовали "статистическое
$k = 2$ $0,51 \pm 0,09$	разделение", которое будет описа-
$k = 3$ $0,54 \pm 0,09$	но ниже.
$k = 4$ $0,52 \pm 0,06$	
$k = 5$ $0,48 \pm 0,09$	

1.3.2. Однозарядные фрагменты

Проблема выделения однозарядных фрагментов ядра-снаряда на "фоне" частиц с минимальной ионизацией (S - частиц) значительно более сложна. Для этой цели мы использовали, как и в ряде других экспериментов /12-13/, выполненных с помощью фотометода, статистический анализ углового распределения S - частиц, основанный на сравнении углов вылета этих частиц в ядро-ядерных и протон-ядерных столкновениях при близких энергиях на нуклон, дополнив его полуколичественным расчетом.

Мы воспользовались двумя эмпирическими закономерностями.

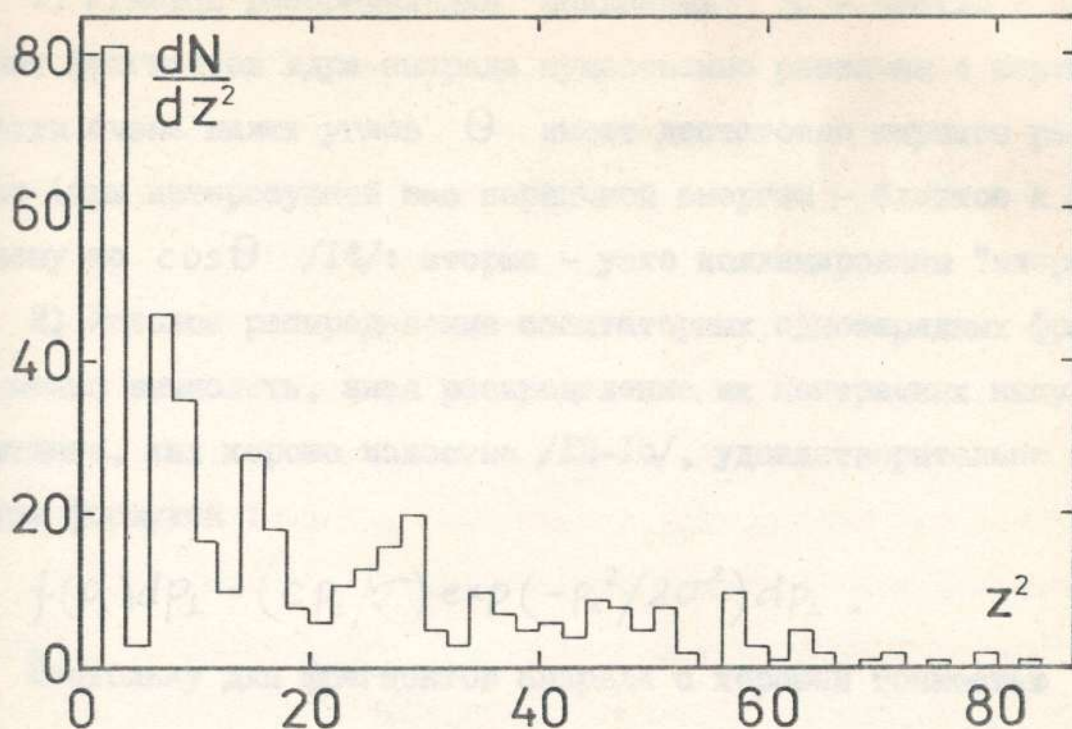


Рис.1. Распределение квадрата заряда фрагментов ядра-снаряда в $^{56}\text{Fe-Em}$ соударениях

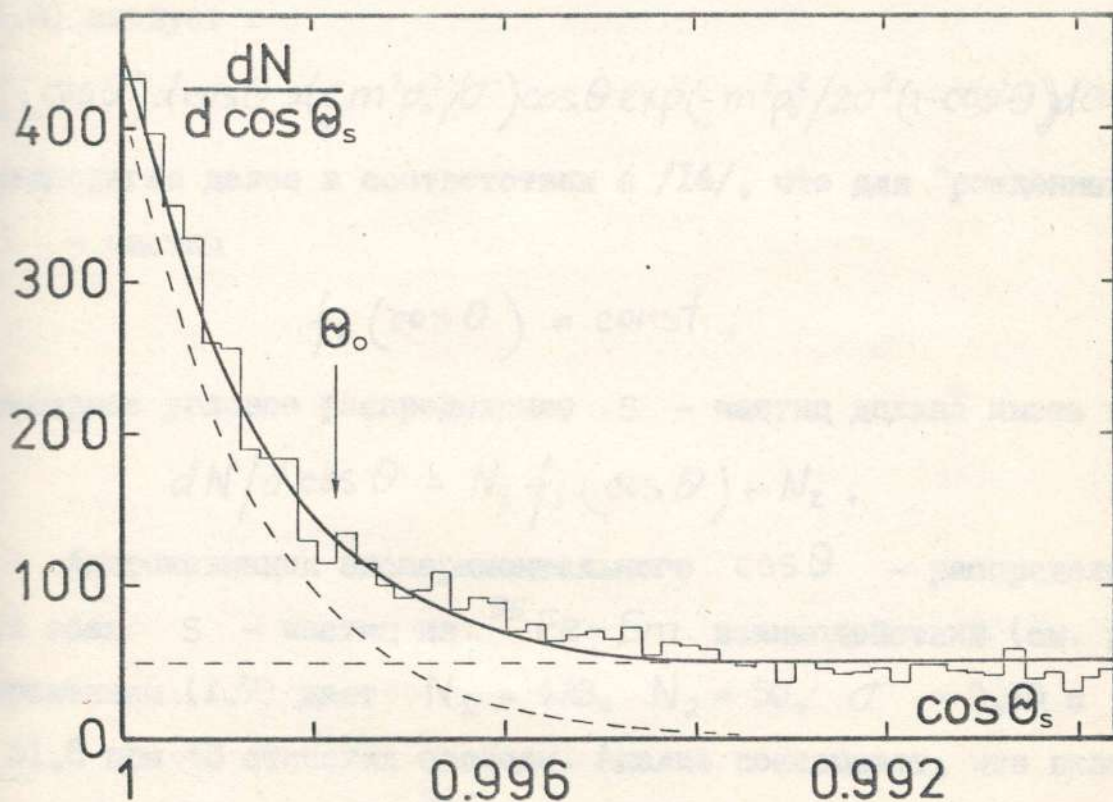


Рис.2. Распределение по $\cos \theta$ всех релятивистских частиц в области малых углов из $^{56}\text{Fe-Em}$ соударений. Пунктирные линии - спектры (I.5) и (I.6), сплошная линия - их суперпозиция (I.7)

1) Угловые распределения "рожденных" S - частиц и спектаторных фрагментов ядра-снаряда существенно различны: первые в области очень малых углов Θ имеют достаточно широкое распределение (при интересующей нас первичной энергии - близкое к равномерному по $\cos \Theta$ /14/: вторые - узко коллимированы "вперед").

2) Угловое распределение спектаторных однозарядных фрагментов можно вычислить, зная распределение их поперечных импульсов. Последнее, как хорошо известно /13-15/, удовлетворительно описывается формулой:

$$f(p_1)dp_1 = (cp_1/\sigma) \exp(-p_1^2/2\sigma^2) dp_1. \quad (I.3)$$

Поскольку для фрагментов снаряда с хорошей точностью

$$p_1 = m p_0 \sin \Theta \quad (I.4)$$

(m - масса фрагмента, p_0 - первичный импульс на нуклон), из (I.3) следует:

$$f_1(\cos \Theta) d\cos \Theta = (cm^2 p_0^2 / \sigma) \cos \Theta \exp(-m^2 p_0^2 / 2\sigma^2 (1 - \cos^2 \Theta)) d\cos \Theta \quad (I.5)$$

Предполагая далее в соответствии с /14/, что для "рожденных" S - частиц

$$f_2(\cos \Theta) = \text{const}, \quad (I.6)$$

суммарное угловое распределение S - частиц должно иметь вид

$$dN/d\cos \Theta = N_1 f_1(\cos \Theta) + N_2. \quad (I.7)$$

Аппроксимация экспериментального $\cos \Theta$ - распределения для всех S - частиц из $^{56}\text{Fe} - \text{Em}$ взаимодействий (см. рис.2) выражением (I.7) дает $N_1 = 433$, $N_2 = 50$, $\sigma = 0,10$ с $\chi^2 = 51,8$ при 43 степенях свободы. Анализ показывает, что вклад однозарядных фрагментов ^{56}Fe становится пренебрежимо малым ($< 0,5\%$ от их числа) при $\cos \Theta < 0,9937$. При $\cos \Theta_0 = 0,9978$ ($\Theta_0 = 3,8^\circ$) число "рожденных" S - частиц в области $\Theta < \Theta_0$

равно числу фрагментов снаряда с $\theta > \theta_0$; таким образом, величина $\theta_0 = 3,8^\circ$ может быть использована как граничное значение, статистически разделяющее не взаимодействовавшие однозарядные фрагменты ядра ^{56}Fe (s - частицы с $\theta < \theta_0$) от прочих s - частиц ($\theta > \theta_0$), при этом доля последних среди s - частиц с $\theta < \theta_0$ составляет $\simeq 12\%$. Использование "разделяющего" угла θ_0 вполне уместно при анализе средних множественностей различных типов частиц, для анализа же распределений различных импульсных и угловых характеристик однозарядных фрагментов ядра ^{56}Fe мы учитывали "хвосты" этих распределений, используя дополнительные предположения о вкладе в эти фрагменты протонов, дейтронов и тритонов, основанные на известных экспериментальных данных о фрагментации ядер, полученных в экспериментах при нулевом угле вылета частиц с помощью электроники и импульсных измерениях в фотоэмульсионных экспериментах /13,16,17/ (подробности в разделе 2.2). Мы нашли, что значение "разделяющего" угла θ_0 в процедуре выделения однозарядных фрагментов ядра-снаряда слабо (или вовсе не) зависит от массы ядра мишени A_T в пределах статистических ошибок эксперимента, а угловое распределение фрагментов с $z = 1$ медленно уширяется. Значение угла θ_1 , внутри которого находятся практически все фрагменты, равно $5,1^\circ$ и $6,7^\circ$ для Fe-H и Fe-AgBr соответственно (доля фрагментов с $\theta > \theta_1$ менее 0,5%).

1.3.3. Оценка суммарного заряда спектаторных фрагментов

Важным "феноменологическим" параметром ядро-ядерного соударения является число нуклонов ядра-снаряда, взаимодействующих с мишенью - N_{int} . Единственный способ его измерения состоит в определении числа спектаторных нуклонов снаряда или при отсутствии измерений масс его осколков - их суммарного заряда. Таким

образом :

$$n_{int} = A_p - (A_p / z_p) Q, \quad (1.8)$$

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

$$Q = \sum_f z_f \quad (1.9)$$

суммарный заряд спектаторных фрагментов ядра-снаряда в акте столкновения.

Для оценки зарядов фрагментов ^{56}Fe с $z \geq 9$ мы пересчитали экспериментальные значения выходов фрагментов ($z = 13-25$) при соударении ядер ^{56}Fe с ядрами H , C , Ag /18/ для ядер, входящих в состав фотоэмульсии (и для области $z = 9 \div 12$), и, используя данные о ее химическом составе, получили распределение вероятностей выхода фрагментов с $z = 9 \div 25$ (рис.3). Затем, в соответствии с этим распределением каждому фрагменту с $z \geq 9$ приписывался определенный заряд с данным статистическим весом.

Особый интерес представляют фрагменты с $z = 26$, т.е. события, в которых взаимодействуют с мишенью один или несколько нейтронов снаряда. Используя данные /18/, верхнюю границу доли таких взаимодействий можно оценить из соотношения :

$$W = (\sigma_{\Delta A \geq 1} - \sigma_{\Delta z \geq 1}) / \sigma_{\Delta A \geq 1} \simeq 9\%, \quad (1.10)$$

где $\sigma_{\Delta A \geq 1}$ - сечение ^{56}Fe - ядро взаимодействия, в результате которого ядро-снаряд теряет хотя бы один нуклон ; $\sigma_{\Delta z \geq 1}$ - сечение ^{56}Fe - ядро взаимодействия, в результате которого ядро-снаряд теряет хотя бы один протон.

В категорию событий с $\Delta z = 0$ мы отнесли звезды без рождения S - частиц ($n_s = 0$), имеющие единственный многозарядный фрагмент, по виду не отличающийся от первичного следа. Таких со-

бытий в нашем эксперименте наблюдалось 37, что составляет $\approx 4\%$ от всего ансамбля событий. Всем многозарядным фрагментам из этих событий мы приписали заряд $Z = 26$.

Согласно описанной процедуре среднее значение суммарного заряда Q непрореагировавших фрагментов ядра ^{56}Fe оказалось равным $\langle Q \rangle \approx 17$, при этом среднее число прореагировавших нуклонов $\langle n_{int} \rangle \approx 19$ на один акт неупругого соударения с ядрами фотоэмульсии.

1.4. Выделение подансамблей $^{56}\text{Fe} - \text{Em}$ соударений

1.4.1. Выделение $\text{Fe} - \text{H}$ взаимодействий

Весьма деликатный вопрос, всегда возникающий при использовании мишени сложного состава, состоит в разделении взаимодействий на подансамбли, соответствующие столкновениям с ядрами-мишенями с различными массовыми числами A_T . Мы провели разделение $^{56}\text{Fe} - \text{Em}$ событий на подансамбли соударений со свободным водородом эмульсии ($\text{Fe} - \text{H}$, $A_T = 1$), легкими ядрами ($\text{Fe} - \text{CNO}$; $\langle A_T \rangle = 14$) и тяжелыми ядрами ($\text{Fe} - \text{AgBr}$; $\langle A_T \rangle = 94$).

Для этой цели мы, в первую очередь, из общего ансамбля $^{56}\text{Fe} - \text{Em}$ соударений выделили $\text{Fe} - \text{H}$ - события, используя ряд необходимых критериев этих взаимодействий - ограничения по множественности сильноионизирующих частиц ($n_h \leq 2$, $n_b \leq 1$); кинематику событий ($\theta_h \leq \pi/2$); свойства $p - \text{Em}$ соударений, экстраполированные из данных многочисленных работ по pA - взаимодействиям /6/, в антилабораторной системе координат (см. раздел 2.1); распределения по числу нуклонов мишени, участвующих в соударении с первичными протонами в $p - \text{Em}$ - соударении при больших энергиях ($Q \geq 22$) /19-21/.

Для выделения актов упругого взаимодействия ядра ^{56}Fe со свободным или квазисвободным водородом эмульсии мы рассчитали ки-

нематически допустимые значения углов вылета θ_{Fe} и θ_p для упругого столкновения ядра с протоном при $\langle T \rangle = 1,7$ ГэВ/нуклон. При этом "черный" трек протона отдачи имеет в лабораторной системе угол такой, что $0,14 \geq \cos \theta_p \geq 0$, а угол отклонения первичного ядра- $0 \leq \theta_{Fe} \leq 1,1^\circ$.

На рис. 4 а,б представлены соответственно распределения по $\cos \theta_p$ и θ_{Fe} для 90 звезд с $n_s = 0$ и $n_h = 0,1$ (необходимые критерии упругого рассеяния). Так как испарительные частицы при возбуждении ядра мишени имеют $\cos \theta$ - распределение, близкое к равномерному в интервале $[-1,1]$, наблюдающийся пик в области $\cos \theta \in [-0,1, 0,2]$ следует отнести к упругим или квазиупругим соударениям на водороде. Таким образом, из 179 событий, удовлетворяющих критериям отбора Fe-H соударений, мы сочли целесообразным исключить 45 случаев (заштрихованных на рис.4) как упругие Fe-H столкновения). В табл.2 представлены данные по пробегам для всех событий, без упругих Fe-p столкновений, для событий, в которых ядро-снаряд теряет хотя бы один протон ($\Delta Z_{Fe} \geq 1$), при взаимодействии ядер ^{56}Fe в эмульсии в сравнении с данными других авторов при близкой первичной энергии /22-24/.

1.4.2. Сечения взаимодействий ^{56}Fe с различными мишенями

Для оценки сечений взаимодействий ядер ^{56}Fe с различными компонентами эмульсии мы использовали модель твердых сфер с перекрытием /25/, в которой параметр перекрытия зависит от размеров сталкивающихся ядер /13/. В этой модели сечение

$$\sigma_{PT} = \pi R_0^2 (A_p^{1/3} + A_T^{1/3} - b(A_p^{-1/3} + A_T^{-1/3}))^2 \quad (I.II)$$

Таблица 2

Средние величины пробегов ядра железа в фотоэмульсии
для различных категорий событий

События	пробег $\langle \lambda \rangle$, см.			
	наш	/22/	/23/	-/24/
все	8.4 ± 0.2	7.8 ± 0.3	7.0 ± 1.4	9.2 ± 1.8
без Fe-p упругих	8.8 ± 0.3			
с $\Delta Z_{Fe} \geq 1$	9.2 ± 0.4			

Таблица 3

Сечения взаимодействий ядер железа с ядрами при
близких энергиях

Ядро	сечения на ядрах σ , mb				
	наш	/18/	/22/	/27/	Каскадная модель
^1H	500 ± 60	750 ± 50	510 ± 80	$690 \pm 28/26/$	785
^{12}C	1430 ± 120	1660 ± 60	1600 ± 150		1818
^{14}N	1490 ± 200		1680 ± 150		
^{16}O	1560 ± 190		1770 ± 150		2037
^{27}Al				2520 ± 370	
^{32}S		2220 ± 90			
^{64}Cu		2940 ± 100		3540 ± 360	
^{80}Br	2720 ± 190		3000 ± 250		3124
^{108}Ag	3060 ± 210	3710 ± 140	3430 ± 250		3539
^{184}W				5000 ± 550	
^{207}Pb		5100 ± 270			
Em	1440 ± 30		1630 ± 60		1822

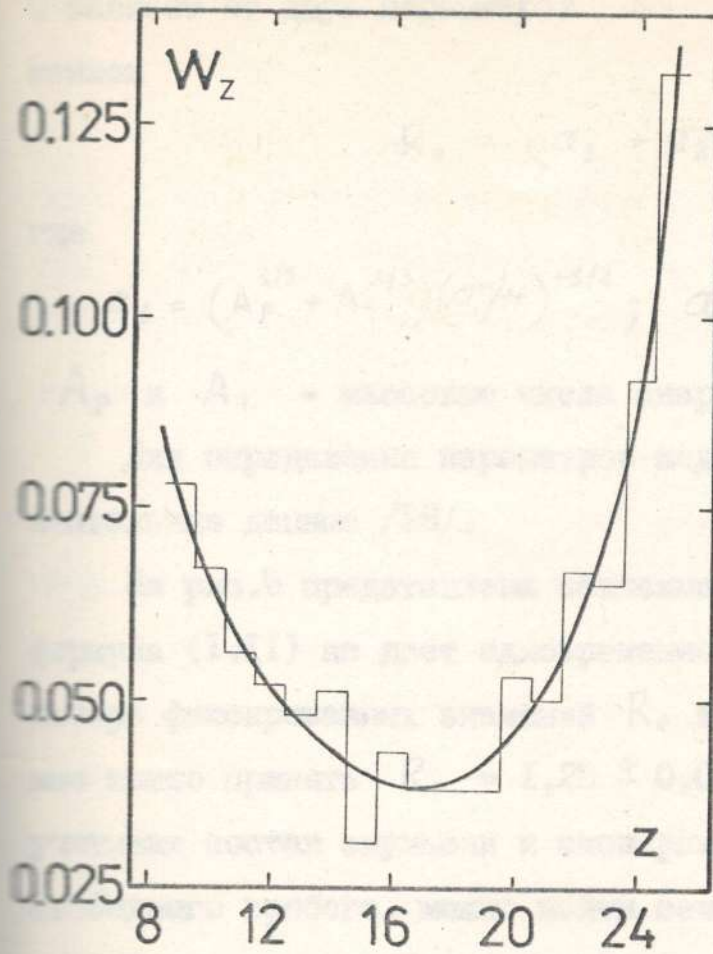


Рис.3. Вероятность выхода фрагментов с зарядом $Z \geq 9$ из $^{56}\text{Fe-Em}$ соударений с использованием [18]. Кривая - визуальная аппроксимация

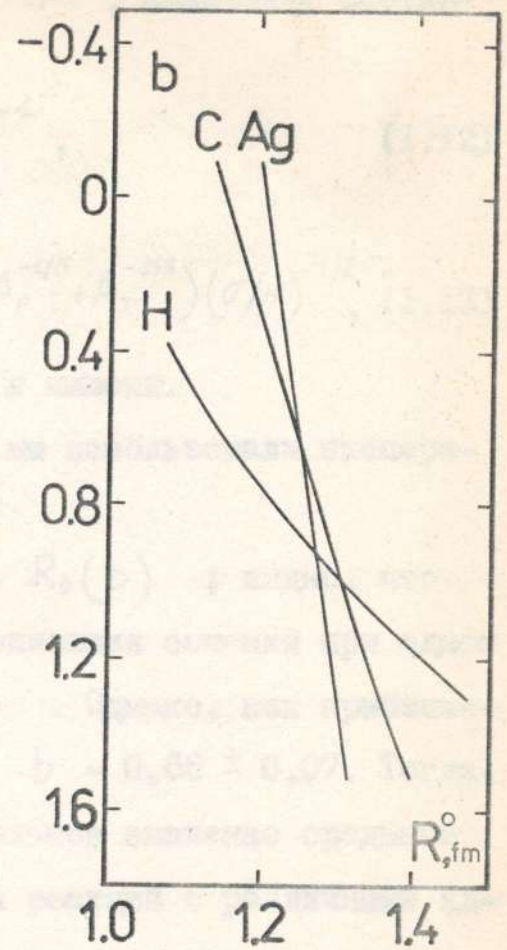


Рис.5. Зависимость $b(R)$ для сечений взаимодействия ^{56}Fe с $\text{H}, \text{C}, \text{Ag}$, из [18]

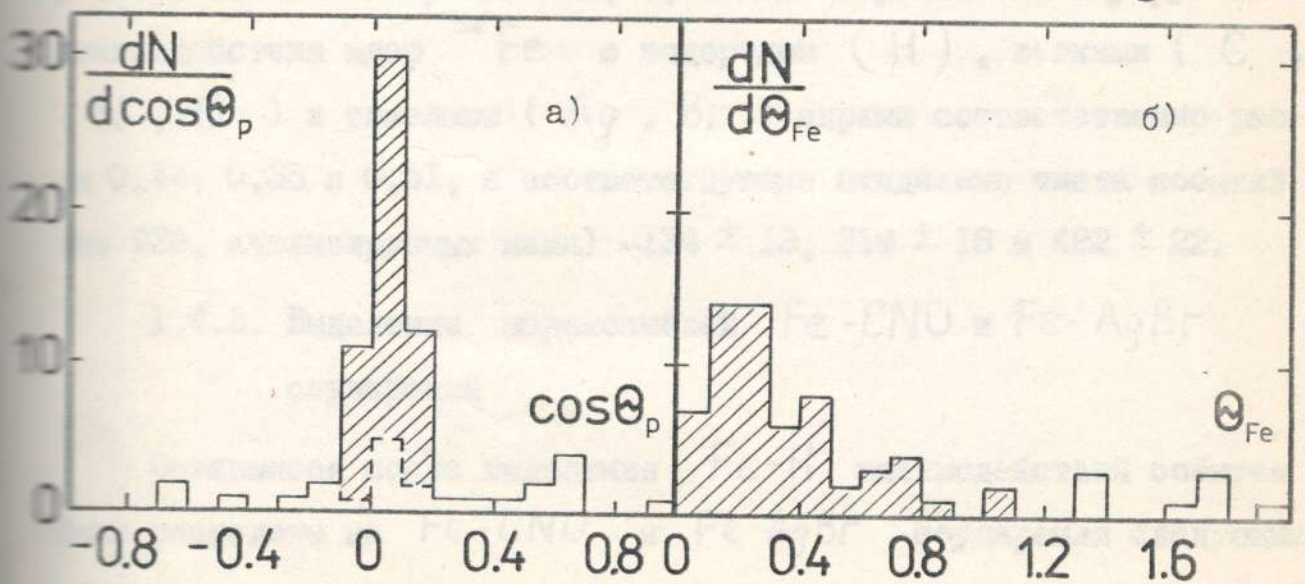


Рис.4. Распределения по $\cos \theta_p$ (а) и θ_{Fe} (б) для звезд с $p_s = 0$, $p_h = 0$, I из $^{56}\text{Fe-Em}$ столкновений. Заштрихованная область соответствует Fe-H упругим соударениям

и зависит от двух параметров R_0 и b , связанных соотношением

$$R_0 = (a_1 + a_2 b)^{-1}, \quad (1.12)$$

где

$$a_1 = (A_p^{1/3} + A_T^{1/3})(\sigma/\#)^{-1/2}; \quad a_2 = (A_p^{-1/3} + A_T^{-1/3})(\sigma/\#)^{-1/2}, \quad (1.13)$$

A_p и A_T - массовые числа снаряда и мишени.

Для определения параметров модели мы использовали экспериментальные данные /18/.

На рис.5 представлена зависимость $R_0(b)$; видно, что формула (1.11) не дает одновременного описания сечений при одном наборе фиксированных значений R_0 и b . Однако, как приближение можно принять $R_0 = 1,25 \pm 0,01$ и $b = 0,66 \pm 0,07$. Тогда, учитывая состав эмульсии и экспериментальное значение среднего свободного пробега, можно найти сечения реакций с различными ядрами фотоэмульсии. В таблице 3 представлены рассчитанные нами значения неупругих сечений взаимодействия ядер ^{56}Fe с ядрами фотоэмульсии в сравнении с экспериментальными данными других авторов при близких энергиях /18,22,26-27/. Вероятности неупругого взаимодействия ядер ^{56}Fe с водородом (H), легкими (C, N, O) и тяжелыми (Ag, Br) ядрами соответственно равны 0,14, 0,35 и 0,51, а соответствующие ожидаемые числа событий (из 935, анализируемых нами) 134 ± 13 , 319 ± 18 и 482 ± 22 .

1.4.3. Выделение подансамблей Fe-CNO и Fe-AgBr соударений

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

1. Все события с $n_h \geq 10$ были отнесены к Fe-AgBr

соударениям по очевидному критерию большого числа фрагментов мишени.

2. Для звезд с $7 \leq n_h \leq 9$ распределения по n_b обнаруживают 2 четких максимума; разумно события с $n_b \geq 5$ из этой группы отнести к $AgBr$, а $n_b \leq 2$ - к CNO - компоненте. События с $7 \leq n_h \leq 9$ и $n_b = 3, 4$ были разделены между двумя подансамблями статистически /28/.

3. Все оставшиеся события с $n_h \leq 6$ (кроме уже идентифицированных $Fe-H$ событий) были распределены между CNO и $AgBr$ подансамблями в соответствии со статистическими весами для каждого значения $n_h \leq 6$, определенными из анализа n_h - распределения, так, чтобы числа событий в результирующих ансамблях соответствовали ожидаемым.

Разделение $Fe-Em$ соударений на подансамбли, речь о которых шла выше, показано на рис. 6 на гистограмме n_h - распределения.

Таким образом ниже анализируются 134 $Fe-H$, 319 $Fe-CNO$, 482 $Fe-AgBr$ соударений и, разумеется, суммарный ансамбль из 935 неупругих $Fe-Em$ взаимодействий.

В дальнейшем при анализе экспериментальных данных мы во всех случаях рассматривали возможное влияние использованных и типичных для фотометода допущений: а) неопределенности в выделении однозарядных фрагментов, обусловленные отсутствием точных импульсных измерений для S - частиц, б) неопределенности в идентификации массового числа ядра-мишени, в) наличие спектра масс фрагментов при фиксированном Z . В случаях, которые не будут специально оговорены, это влияние, по нашим оценкам, несущественно или пренебрежимо мало.

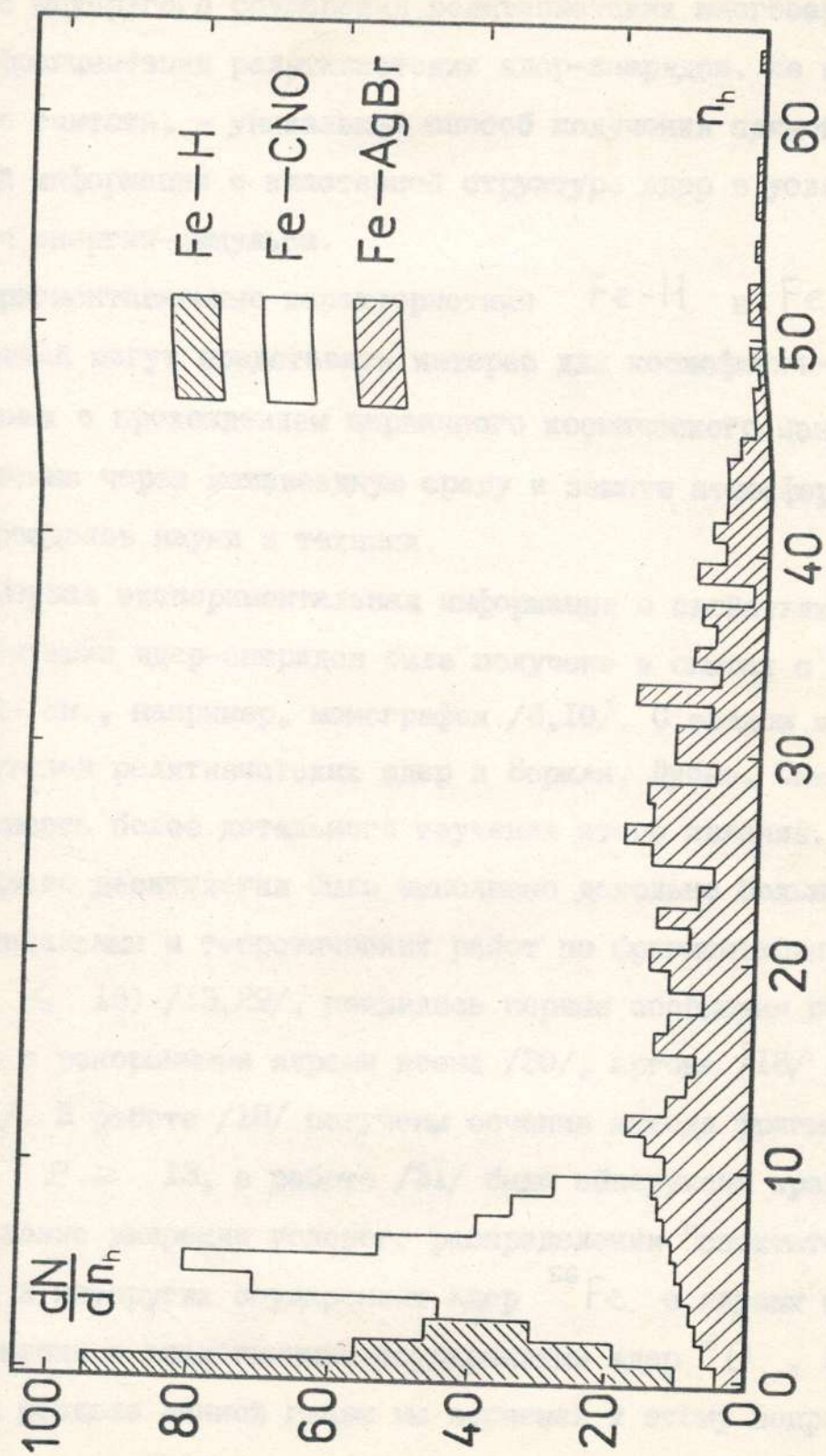


Рис.6. Выделение ансамблей $^{56}\text{Fe}-\text{Em}$ столкновений на примере n_h -распределения

ГЛАВА II. ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДРА-СНАРЯДА

Одно из интересных физических явлений, составляющих сложный процесс неупругого соударения релятивистских многобарионных систем, — фрагментация релятивистских ядер-снарядов. Ее изучение, как принято считать, — уникальный способ получения прямой экспериментальной информации о кластерной структуре ядер в условиях малых передач энергии-импульса.

Фрагментационные характеристики $Fe-H$ и $Fe-CNO$ соударений могут представить интерес для космофизических задач, связанных с прохождением первичного космического излучения соответственно через межзвездную среду и земную атмосферу, а также ряда разделов науки и техники.

Первая экспериментальная информация о свойствах процесса фрагментации ядер-снарядов была получена в опытах с космическими лучами — см., например, монографии /6,10/. С вводом в действие ускорителей релятивистских ядер в Беркли, Дубне, Сакле появилась возможность более детального изучения этого явления. В течение последнего десятилетия было выполнено довольно большое число экспериментальных и теоретических работ по фрагментации легких ядер ($A_p \leq 16$) /13,29/, появились первые сообщения об экспериментах с ускоренными ядрами неона /30/, аргона /16/ и железа /18,31/. В работе /18/ получены сечения выхода фрагментов с зарядами $Z \geq 13$, в работе /31/ было обнаружено крайне интересное явление уширения углового распределения "спектаторных" α -частиц в неупругих соударениях ядер ^{56}Fe с ядрами фотоэмульсии в сравнении с аналогичными соударениями ядер ^{16}O . В соответствующем разделе данной главы мы вернемся к этому вопросу.

2.1. Множественности спектаторных фрагментов

Данные о средних множественностях фрагментов с различными

зарядами Z при неупругих взаимодействиях ядер ^{56}Fe с ядрами фотоэмульсии и различными её компонентами представлены в таблице 4. Указанные погрешности - статистические : оцененные нами возможные систематические ошибки в подансамблях событий, обусловленные упоминавшимися выше неопределенностями фотометода, - порядка (для $Z = 1$) или меньше (для $Z \geq 2$) статистических.

Полученные ранее данные в космических лучах (для так называемой группы VH - звезд с $Z_0 \geq 20$) не противоречат представленным в таблице 4, хотя и значительно менее детальны и имеют существенно большие погрешности (см. например /32/).

На рисунках 7 а), б) показаны распределения по множественностям легчайших фрагментов ($Z = 1, 2$). Для тяжелых фрагментов вероятности реализации множественностей $n_{Z \geq 3} > 1$ очень малы: для $Z = 3, 4$ $W(n_{Z=3,4} \geq 2) = 3.2\%$, для $Z = 5 + 8$ $W(n_{Z=5-8} \geq 2) = 1.3\%$, случаев с $n_{Z \geq 9} > 1$ не наблюдалось.

Уместно сравнить средние множественности фрагментов ядра снаряда в Fe-H событиях и "испарительных" или "черных" треков (b - частиц) в $p\text{-Em}$ соударениях при близком первичном импульсе $p_0 = 3.1 \text{ ГэВ/с}$ /33/. С этой целью для каждого типа фрагментов Z были рассчитаны кинематические границы поперечных импульсов фрагментов, такие чтобы в антилабораторной системе координат (а.л.с.к.) они имели пробег меньше 3000 мк. (b - частицы). Этому критерию удовлетворяют фрагменты с $p_{\perp} \leq 0.22 \text{ ГэВ/с}$ и $p_{\perp} < 0.61 \text{ ГэВ/с}$ для протонов ($Z = 1$) и α - частиц ($Z = 2$) соответственно. Фрагментам с $Z \geq 3$ в а.л.с.к. соответствуют ядра отдачи, в эксперименте большей частью не наблюдаемые. На рисунке 7 в) показаны распределения по множественности фрагментов ядра ^{56}Fe для $Z \leq 2$ из Fe-H соударений и b - частиц из $p\text{-Fe}$ событий : последнее было получено нами из распределения множественности b - частиц в $p\text{-Em}$ взаи-

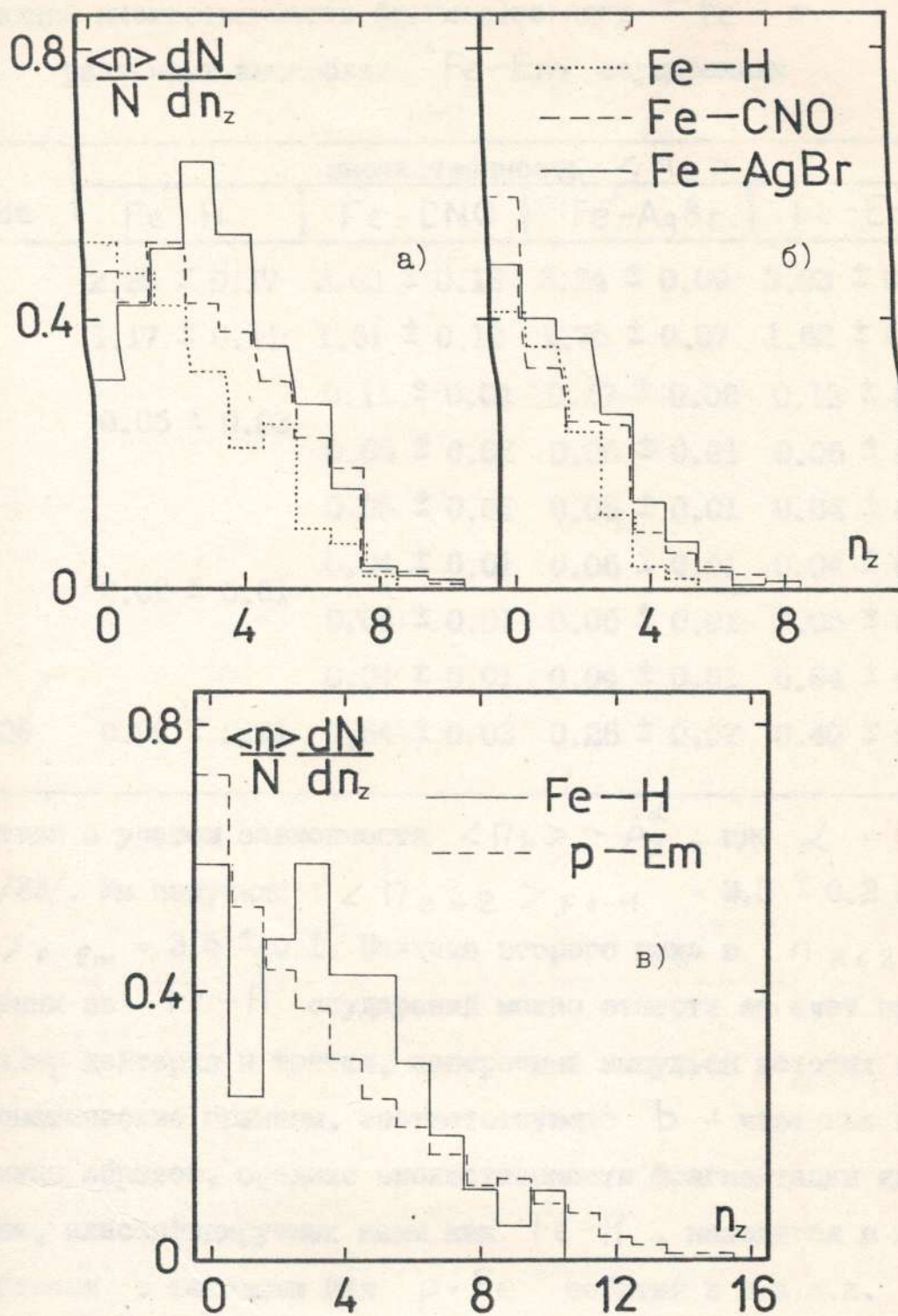


Рис.7. Распределения по множественности легчайших фрагментов с $Z=1$ (а), $Z=2$ (б), $Z \leq 2$ (в) из различных ансамблей $^{56}\text{Fe}-\text{Em}$ соударений и b - частиц (в) из $p-\text{Em}$ [9] взаимодействий

Таблица 4

Средние множественности фрагментов ядер ^{56}Fe в различных ансамблях $^{56}\text{Fe}-\text{Em}$ соударениях

Заряд фрагмента	множественность $\langle n_z \rangle$			
	Fe-H	Fe-CNO	Fe-AgBr	Fe-Em
1	2.35 ± 0.17	3.00 ± 0.13	3.24 ± 0.09	3.03 ± 0.06
2	1.17 ± 0.11	1.61 ± 0.10	1.75 ± 0.07	1.62 ± 0.05
3		0.11 ± 0.02	0.17 ± 0.02	0.13 ± 0.01
4	0.06 ± 0.03	0.08 ± 0.02	0.06 ± 0.01	0.06 ± 0.01
5		0.05 ± 0.01	0.05 ± 0.01	0.04 ± 0.01
6		0.04 ± 0.01	0.06 ± 0.01	0.04 ± 0.01
7	0.02 ± 0.01	0.04 ± 0.01	0.06 ± 0.01	0.05 ± 0.01
8		0.04 ± 0.01	0.04 ± 0.01	0.04 ± 0.01
9 - 26	0.98 ± 0.01	0.64 ± 0.03	0.26 ± 0.02	0.49 ± 0.02

под действием с учетом зависимости $\langle n_b \rangle \sim A_T^\alpha$, где $\alpha = 0.56 \pm 0.03$ /33/. Мы получили: $\langle n_{z \leq 2} \rangle_{\text{Fe-H}} = 3.5 \pm 0.2$ и $\langle n_b \rangle_{\text{p-Em}} = 3.5 \pm 0.1$. Наличие второго пика в $n_{z \leq 2}$ - распределении из Fe-H соударений можно отнести за счет присутствия ядер дейтерия и трития, поперечные импульсы которых выходят за кинематические границы, соответствующие b - частицам в а.л. с.к. Таким образом, средние множественности фрагментации ядер в событиях, классифицируемых нами как Fe-H, находятся в хорошем согласии с таковыми для p-Fe событий в а.л.с.к.

В электронных экспериментах по фрагментации ядер снарядов при нулевом угле регистрации частиц /18,34-36/ было установлено, что сечения рождения фрагментов с хорошей точностью факторизуются,

$$\sigma_{\text{PT}}^z = \gamma_P^z \gamma_T \quad (2.1)$$

(здесь символы p , T , Z относятся соответственно к снаряду, мишени и фрагменту).

Мишенный фактор γ_T можно аппроксимировать как линейной комбинацией типа

$$\gamma_T = a(A_p^{1/3} + A_T^{1/3} - b)^2, \quad (2.2)$$

так и степенной зависимостью вида

$$\gamma_T = c A_T^d. \quad (2.3)$$

Значения параметров a , b , c , d , определенные при фитировании сечений фрагментации для целого ряда мишеней по данным /18/ составили: $a = 0.390 \pm 0.024$, $b = 1.2 \pm 0.3$, $c = 1.272 \pm 0.044$, $d = 0.177 \pm 0.010$.

Легко видеть, что следствием выражения (2.1) являются два следующих отношения:

$$\sigma_{PT1}^Z / \sigma_{PT2}^Z = \gamma_{T1} / \gamma_{T2} \quad (2.4)$$

для любого фрагмента ядра-снаряда и

$$\sigma_{PT}^{z1} / \sigma_{PT}^{z2} = \gamma_P^{z1} / \gamma_P^{z2} \quad (2.5)$$

для любого массового числа ядра-мишени. В частности, используя (2.2), (2.4), можно получить для фрагментов ядер ^{14}N и ^{56}Fe соответственно $\sigma_{\text{N-AgBr}} / \sigma_{\text{N-CNO}} = 2.5 \pm 0.5$ и $\sigma_{\text{Fe-AgBr}} / \sigma_{\text{Fe-CNO}} = 2.0 \pm 0.3$.

Однако, в экспериментах в условиях 4π -геометрии, в которых измеряются полные сечения фрагментации было обнаружено, что факторизация нарушается /17,37/. В таблицах 5,6 в качестве примера представлены соответственно некоторые данные по отношениям множественностей фрагментов с различными Z в зависимости от массы мишени и по отношениям $\langle n_z \rangle_{\text{AgBr}} / \langle n_z \rangle_{\text{CNO}}$ для фрагментации ядер ^{56}Fe и ^{14}N /17/. На рисунке 8 показаны сечения фрагментации ядер ^{56}Fe на ядрах эмульсии для $Z \leq 8$; для полноты картины приведены данные по сечениям фрагментации в об-

Таблица 5.

Отношения множественностей спектаторных фрагментов с различными зарядами Z из соударений ядер ^{14}N и ^{56}Fe с компонентами эмульсии H , CNO , AgBr .

Группа событий	отношение		
	$\langle n_{Z=2} \rangle / \langle n_{Z=1} \rangle$	$\langle n_{Z=3-7} \rangle / \langle n_{Z=2} \rangle$	$\langle n_{Z=8-26} \rangle / \langle n_{Z=2} \rangle$
$\text{Fe} - \text{H}$	0.50 ± 0.06	0.05 ± 0.03	0.84 ± 0.01
$\text{Fe} - \text{CNO}$	0.54 ± 0.04	0.20 ± 0.04	0.42 ± 0.02
$\text{Fe} - \text{AgBr}$	0.54 ± 0.03	0.23 ± 0.01	0.17 ± 0.01
$\text{N} - \text{H}$	0.90 ± 0.07	0.31 ± 0.04	
$\text{N} - \text{CNO}$	0.78 ± 0.04	0.29 ± 0.03	
$\text{N} - \text{AgBr}$	0.61 ± 0.04	0.20 ± 0.02	

Таблица 6.

Отношения множественностей спектаторных фрагментов с зарядом Z в $^{56}\text{Fe} (^{14}\text{N}) - \text{AgBr}$ к $^{56}\text{Fe} (^{14}\text{N}) - \text{CNO}$ взаимодействиям

Заряд фрагмента Z	$\langle n_Z \rangle_{\text{AgBr}} / \langle n_Z \rangle_{\text{CNO}}$	
	^{56}Fe	^{14}N
1	1.08 ± 0.06	0.73 ± 0.04
2	1.09 ± 0.08	0.57 ± 0.04
3 - 4	1.20 ± 0.21	0.43 ± 0.08
5 - 7	1.31 ± 0.26	0.31 ± 0.10
8 - 26	0.44 ± 0.04	

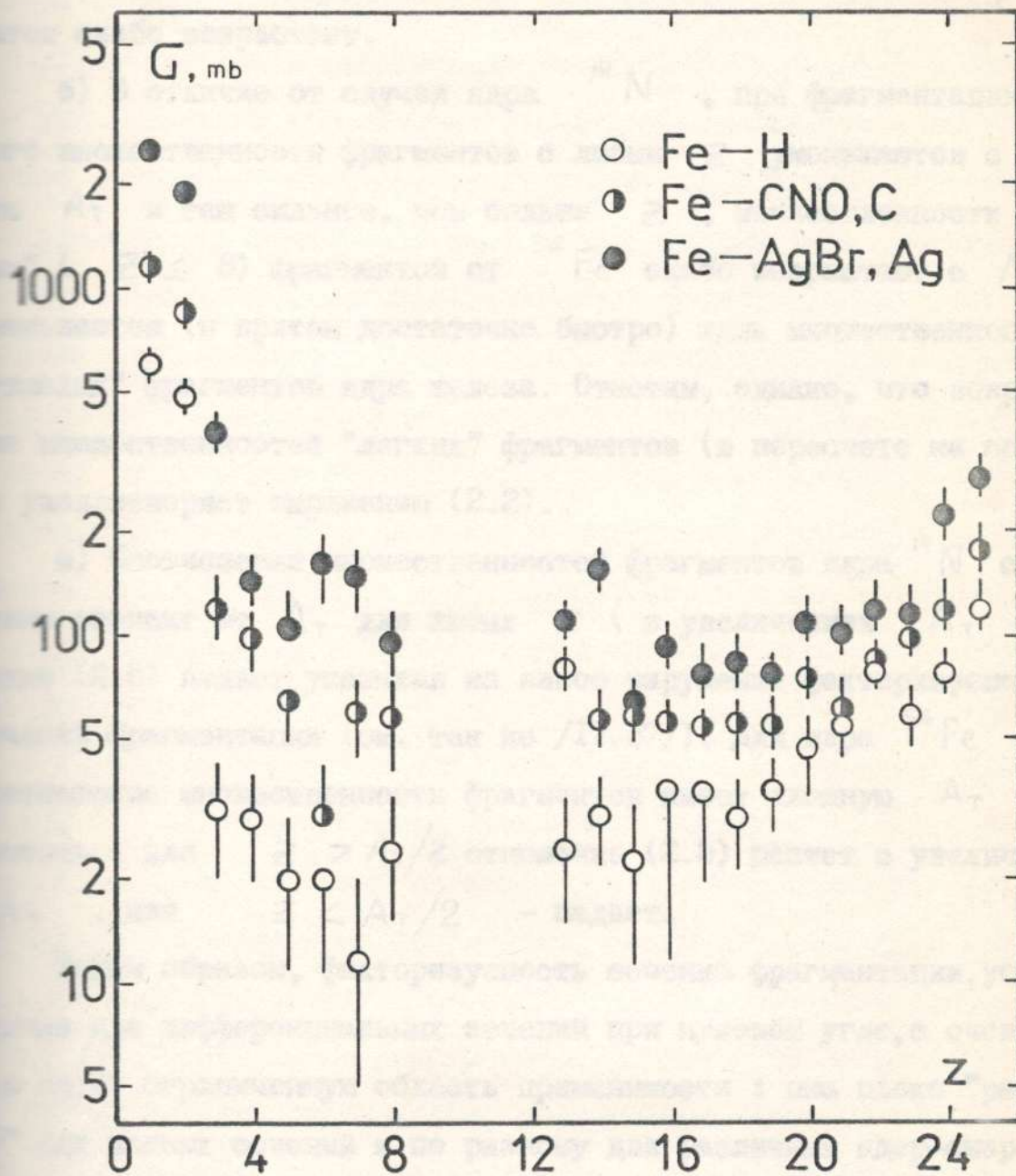


Рис.8. Сечения фрагментации ядра ^{56}Fe на различных компонентах эмульсии (для $Z \geq 13$ - на ядрах H, C, Ag из [18])

части $Z \geq 13$ из электронного эксперимента /18/.

Из представленных данных следует :

а) С увеличением заряда фрагмента Z сечение фрагментации ^{56}Fe быстро падает, достигая минимума при $Z \sim A_T/2$, затем слабо возрастает.

б) В отличие от случая ядра ^{14}N , при фрагментации которого множественности фрагментов с любым Z уменьшаются с ростом A_T и тем сильнее, чем больше Z , множественности "легких" ($Z \leq 8$) фрагментов от ^{56}Fe слабо возрастают с A_T ; уменьшаются (и притом достаточно быстро) лишь множественности "тяжелых" фрагментов ядра железа. Отметим, однако, что возрастание множественностей "легких" фрагментов (в пересчете на сечение) не удовлетворяет выражению (2.2).

в) Соотношение множественностей фрагментов ядра ^{14}N существенно зависит от A_T для любых Z (с увеличением A_T отношение (2.5) падает), указывая на явное нарушение факторизуемости сечений фрагментации (см. так же /17, 37/). Для ядра ^{56}Fe это соотношение множественности фрагментов имеет сложную A_T зависимость : для $Z > A_T/2$ отношение (2.5) растет с увеличением A_T , для $Z < A_T/2$ - падает.

Таким образом, факторизуемость сечений фрагментации, установленная для дифференциальных сечений при нулевом угле, с очевидностью имеет ограниченную область применимости : она плохо "работает" для полных сечений и по разному для различных ядер-снарядов. Общепринято считать, что фрагментация ядер-снарядов обусловлена, в основном, крайне периферическими соударениями (эффект ядерной поверхности). По-видимому, это справедливо лишь при $A_p \ll A_T$ (или наоборот в антилабораторной системе), при $A_p \gtrsim A_T$ решающую роль должен играть "геометрический" аспект ядро-ядерных соударений в сочетании с их динамикой, о которой в настоящее вре-

ия известно еще очень немного (см. также последующие разделы).

2.2. Поперечные импульсы .

Много информации о динамике процесса фрагментации ядер даёт анализ импульсных распределений фрагментов. Наиболее замечательный результат ранее выполненных экспериментов состоит в наблюдении универсальной (гауссовой) формы распределений компонент импульса в системе покоя фрагментирующего ядра с параболическим видом зависимости дисперсии этого распределения (или "температуры") от массы фрагмента. Эти закономерности естественно следуют из статистического подхода к фрагментации, предполагающего минимальные корреляции между нуклонными импульсами в ядре /38/, и ведут к важному (и ставшему общепринятым) выводу о возможности прямого экспериментального изучения ферми-импульсов нуклонов и нуклонных ассоциаций, благодаря их пропорциональности в рассматриваемом подходе наблюдаемым в системе покоя ядра импульсам соответствующих фрагментов.

Однако, в экспериментах, выполненных в условиях 4π - геометрии (в основном - фотоэмульсионных, например в /17,36,39/), были обнаружены "хвосты" больших $p_{\perp}$ в распределениях по поперечным импульсам некоторых фрагментов, свидетельствующие о наличии дополнительного, нестатистического вклада в механизм фрагментации. Вклад этих "хвостов" в сечение при фрагментации легких ядер относительно невелик, однако, было получено указание на то, что фрагменты с большими $p_{\perp}$ чаще испускаются при соударениях с тяжелыми ядрами-мишенями /39/.

В нашем эксперименте поперечные импульсы фрагментов вычислялись по углам вылета :

$$p_{\perp} = 2 z p_0 \sin \theta , \quad (2.6)$$

где $z \geq 2$ - заряд фрагмента, p_0 - первичный импульс на нук-

лон. В [17, 37] было показано, что при $z = 1$ значения p_1 , вычисленные по формуле $p_1 = m p_0 \sin \theta$ (m - масса однозарядного фрагмента в единицах нуклонной массы), хорошо согласуются с полученными непосредственно из импульсных измерений. Таким образом, основной недостаток формулы (2.6) состоит, по-видимому, в допущении, что $m = 2z$ при $z \geq 2$; вследствие вероятного избытка нейтронноизбыточных изотопов (см., например, обзор [40]) значения (2.6) являются, в среднем, нижним пределом p_1 при z , не очень близких к A_p , впрочем вряд ли сильно отличающимся от действительных значений.

Отметим, что использование формулы (2.6), т.е. фактически углового распределения вместо истинных p_1 , делает простым и корректным сопоставление данных при различных p_0 .

В таблице 7 представлены средние значения $\langle p_1 \rangle$ для $^{14}\text{N} - \text{Em}$ и $^{56}\text{Fe} - \text{Em}$ соударений. Важнейший результат приведенных данных - значительный рост средних поперечных импульсов фрагментов $\langle p_1 \rangle$ при всех z с увеличением массового числа A_p снаряда. Если предположить, что в интервале $A_p = 12 - 56$ этот рост - степенной ($\langle p_1 \rangle \sim A_p^\alpha$), то $\alpha = 0,25 \pm 0,03$ при $z = 2$ и $\alpha \sim 0,3 - 0,5$ при $z > 2$. Для однозарядных фрагментов ($z = 1$), мы, к сожалению, можем определить лишь нижний предел $\langle p_1 \rangle$ вследствие использования априори спектра (1.3). Действительно, если воспользоваться спектром (1.3) для надежно идентифицируемых фрагментов с $z \geq 2$, т.е. пренебречь "хвостами" p_1 - распределений (ниже), мы получим $\langle p_1 \rangle$ заметно меньшие, чем в таблице 7.

Кроме того, ввиду отсутствия данных о композиции однозарядных фрагментов ($n_{z=1} = n_p + n_d + n_t$), все частицы с $z = 1$ считались протонами ($m = 1$). Если же принять композицию однозарядных фрагментов в $^{56}\text{Fe} - \text{Em}$ соударениях, аналогичную

$^{14}\text{N} - \text{Em}$ взаимодействиям $W_{z=1} = 0.78p \pm 0.18d + 0.04t$, причем вследствие нейтронноизбыточности ядра железа она наверняка сдвинута в сторону больших масс, то значение $\langle p_1 \rangle_{z=1}$ возрастает до 0.16 ГэВ/с.

Отметим, что учет нейтронного избытка ($m > 2z$) может увеличить $\langle p_1 \rangle$ для всех z из $^{56}\text{Fe} - \text{Em}$ событий в сравнении со случаем легких ядер-снарядов.

Эффект, о котором идет речь, был впервые обнаружен еще в космических лучах более 25 лет тому назад /10/ - в основном для Δ - частиц. Недавно, как уже отмечалось выше, он был обнаружен и обсужден также и в ускорительном эксперименте - при сравнении угловых распределений Δ - частиц в $^{56}\text{Fe} - \text{Em}$ и $^{16}\text{O} - \text{Em}$ соударениях /30,41/.

В таблице 8 приведены средние значения $\langle p_1 \rangle$ для различных ядер-мишеней. И здесь наблюдается увеличение $\langle p_1 \rangle$ с ростом массового числа A_T мишени, однако существенно более слабое. Если снова воспользоваться степенной аппроксимацией,

$$\langle p_1 \rangle \sim A_T^\beta, \text{ то } \beta \approx 0.05.$$

Распределения по p_1 для фрагментов с различными z показаны на рисунках 9-10.

На рисунке 9 сравнены p_1 - распределения фрагментов во взаимодействиях ядер ^{56}Fe и ^{14}N в эмульсии. Кривые - примеры попыток аппроксимации p_1 - спектров универсальной гауссовой функцией (1.3) с

$$\sigma = (2/\pi)^{1/2} \langle p_1 \rangle = (\langle p_1^2 \rangle / 2)^{1/2}, \quad (2.7)$$

соответствующей чисто статистическому механизму фрагментации ядер /15,38/. На рисунке 10 приведены соответствующие распределения для столкновений ядер ^{56}Fe с различными компонентами эмульсии. Распределения по p_1 для фрагментов с $z = 1$ на рисунках 9, 10 показаны исключительно для полноты; напомним, что они

Таблица 7.

Средние поперечные импульсы $\langle p_{\perp} \rangle$ фрагментов с зарядом Z из ^{14}N и ^{56}Fe - Em соударений

Заряд фрагмента Z	$\langle p_{\perp} \rangle$, ГэВ/с	
	^{14}N	^{56}Fe
1	0.12 + 0.01	0.14 + 0.01
2	0.24 + 0.01	0.37 + 0.01
3	0.24 + 0.02	0.42 + 0.03
4	0.29 + 0.02	0.51 + 0.04
5	0.25 + 0.02	0.51 + 0.06
6	0.33 + 0.03	0.53 + 0.06
7	0.33 + 0.09	0.60 + 0.06
8		0.53 + 0.05
9 - 26		0.52 ^{x)}

Таблица 8.

Средние поперечные импульсы $\langle p_{\perp} \rangle$ фрагментов с зарядом Z из взаимодействий ядер ^{56}Fe с компонентами эмульсии H , CNO , AgBr .

Заряд фрагмента Z	$\langle p_{\perp} \rangle$, ГэВ/с		
	Fe-H	Fe-CNO	Fe-AgBr
1	0.12 + 0.01	0.14 + 0.01	0.15 + 0.01
2	0.31 + 0.02	0.35 + 0.01	0.39 + 0.01
3 - 4	0.42 + 0.06	0.47 + 0.04	0.44 + 0.03
5 - 8	0.43 + 0.10	0.51 + 0.05	0.57 + 0.04
9 - 26	0.49 ^{x)}	0.52 ⁾	0.56 ^{x)}

^{x)} Грубая оценка, полученная из эмпирического углового распределения фрагментов с $Z \geq 9$ и кривой рис.3.

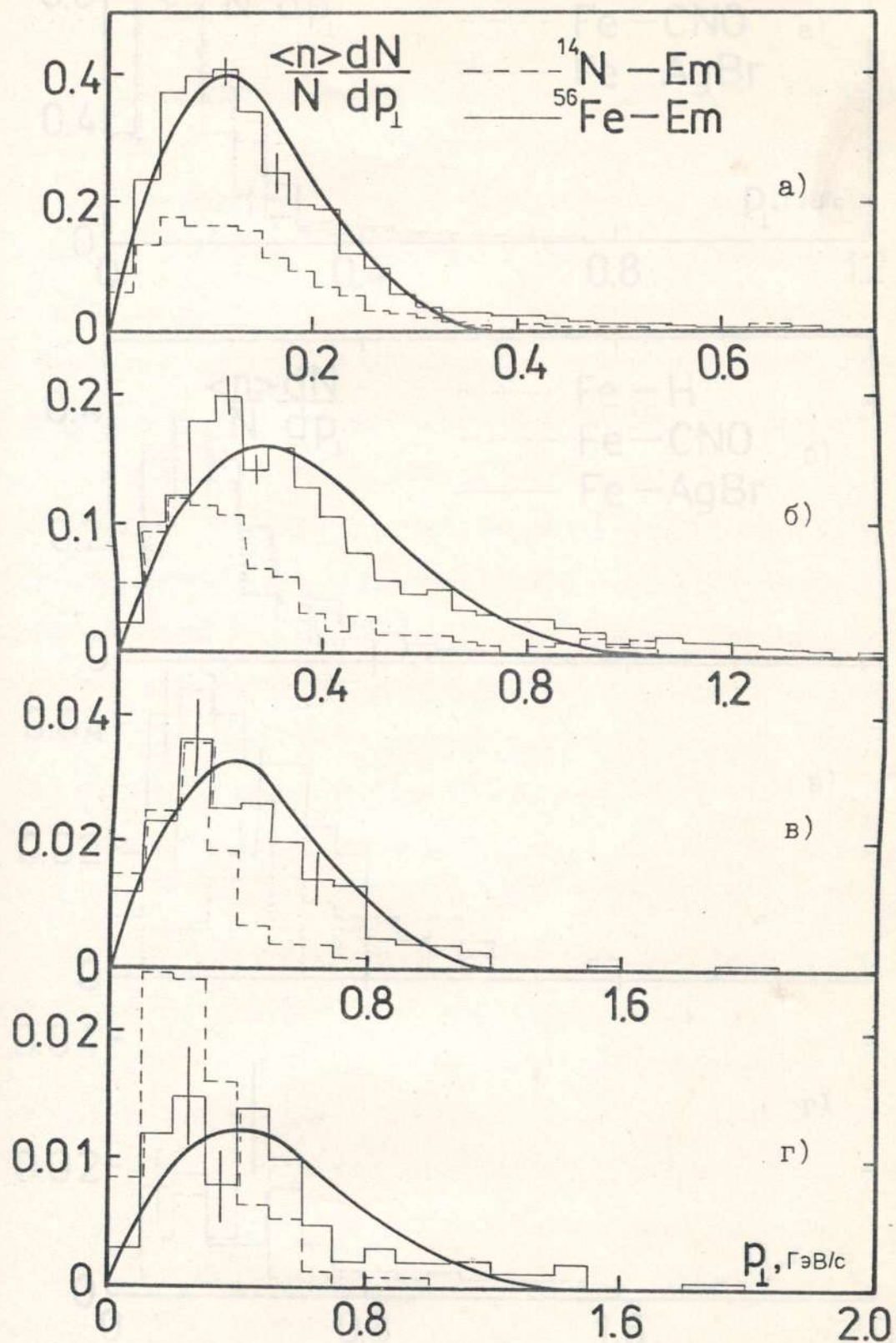


Рис.9. Распределения по поперечным импульсам фрагментов с $Z=1$ (а), $Z=2$ (б), $Z=3-4$ (в), $Z=5-6$ (г) из $^{56}\text{Fe}-$ и $^{14}\text{N}-\text{Em}$ соударений. Кривые - Функция (1.3)

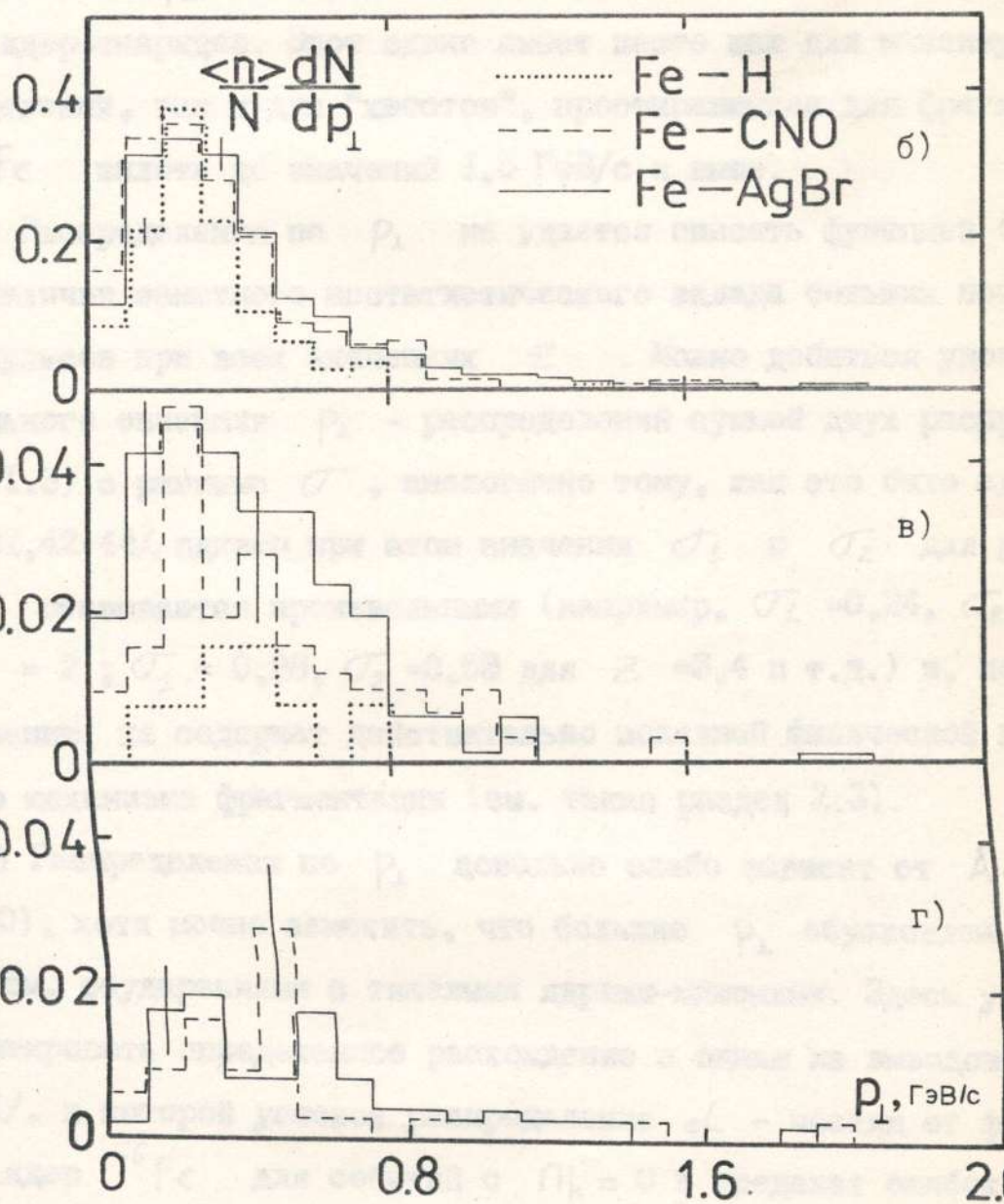
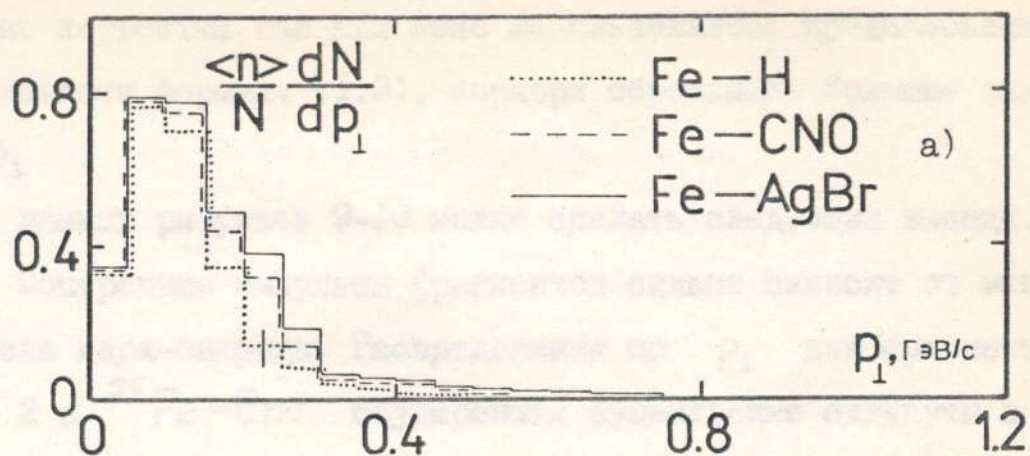


Рис.10. Распределения по поперечным импульсам фрагментов с $Z = 1$ (а), $Z = 2$ (б), $Z = 3-4$ (в), $Z = 5-6$ (г) из различных ансамблей Fe-Em соударений

не вполне корректны, так как явно использовалось предположение о справедливости формулы (1.3), априори обрезающее большие значения p_1 .

Из данных рисунков 9-10 можно сделать следующие выводы.

а) Поперечные импульсы фрагментов сильно зависят от массового числа ядра-снаряда. Распределения по p_1 для фрагментов с $z \geq 2$ в $^{56}\text{Fe}-Em$ соударениях существенно сдвинуты в область больших p_1 по сравнению с аналогичными для соударений легких ядер-снарядов. Этот сдвиг имеет место как для максимумов распределений, так и для "хвостов", простирающихся для фрагментации ^{56}Fe вплоть до значений 1,5 ГэВ/с и выше.

б) Распределения по p_1 не удастся описать функцией (1.3) из-за наличия заметного нестатистического вклада больших поперечных импульсов при всех значениях z . Можно добиться удовлетворительного описания p_1 - распределений суммой двух распределений (1.3) с разными σ , аналогично тому, как это было сделано в [31, 42-44], однако при этом значения σ_1 и σ_2 для разных z оказываются произвольными (например, $\sigma_1 = 0,24$, $\sigma_2 = 0,55$ для $z = 2$; $\sigma_1 = 0,28$, $\sigma_2 = 0,58$ для $z = 3, 4$ и т.д.) и, по нашему мнению, не содержат действительно полезной физической информации о механизме фрагментации (см. также раздел 2.3).

в) Распределения по p_1 довольно слабо зависят от A_T (рис. 10), хотя можно заметить, что большие p_1 обусловлены, в основном, соударениями с тяжелыми ядрами-мишенями. Здесь уместно констатировать определенное расхождение с одним из выводов работы [31], в которой угловое распределение α - частиц от фрагментации ядер ^{56}Fe для событий с $\eta_h = 0$ в пределах ошибок не отличается от углового распределения α - частиц из полного ансамбля $^{16}\text{O}-Em$ соударений. В нашем же эксперименте распределения p_1 (т.е. "нормированные к p_0 " угловые распределения) в

Fe - H событиях (подансамбль событий, близкий по своим характеристикам к случаям с $n_h = 0$) заметно сдвинуты в сторону больших значений p_1 , нежели соответствующие им распределения в соударениях легких ядер-снарядов (см. также табл. 7 и 8). Следует отметить, что наша статистика более чем вдвое превышает статистику работы /31/. Таким образом, свойства фрагментов в значительно большей степени определяются массовым числом фрагментирующего ядра, нежели ядра-партнера.

В заключение раздела отметим, что несмотря на наличие явного нестатистического вклада в механизм фрагментации ядра известный параболический закон зависимости ширины импульсных распределений от z фрагмента приближенно выполняется в области $2 \leq z \leq 8$. На рис. II показана зависимость экспериментальных значений дисперсий распределений поперечных импульсов и вычисленных согласно (2.7) от зарядов фрагментов в Fe - AgBr соударениях. Кривые представляют результаты аппроксимации данных функцией /38/

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 m (A_p - m) / (A_p - 1) \quad (2.8)$$

со значениями параметра σ_0 , равным 0.12 ГэВ/с и 0.15 ГэВ/с, для $\sigma(p_1)_{\text{exp}}$ и $\sigma(p_1) = (2/\pi)^{1/2} \langle p_1 \rangle$ соответственно; при этом предполагалось, что $m = 2z$ для $z \geq 2$ и $m = 1$ для $z = 1$. Видно, что значения, вычисленные согласно статистической теории, несколько завышены в сравнении с экспериментальными данными

$\sigma(p_1)_{\text{exp}}$.

Если формально воспользоваться известными соотношениями статистической модели фрагментации /38/

$$\sigma_0^2 = \langle \vec{p}^2 \rangle / 3, \quad \langle \vec{p}^2 \rangle = 3 \vec{p}_F^2 / 5, \quad (2.9)$$

где $\langle \vec{p}^2 \rangle$ - среднеквадратичный импульс некоррелированных нуклонов в ядре, $\vec{p}_F$ - импульс Ферми, значения p_F , равные 0.27 и 0.34 ГэВ/с при $\sigma_0 = 0.12$ и 0.15 ГэВ/с соответственно

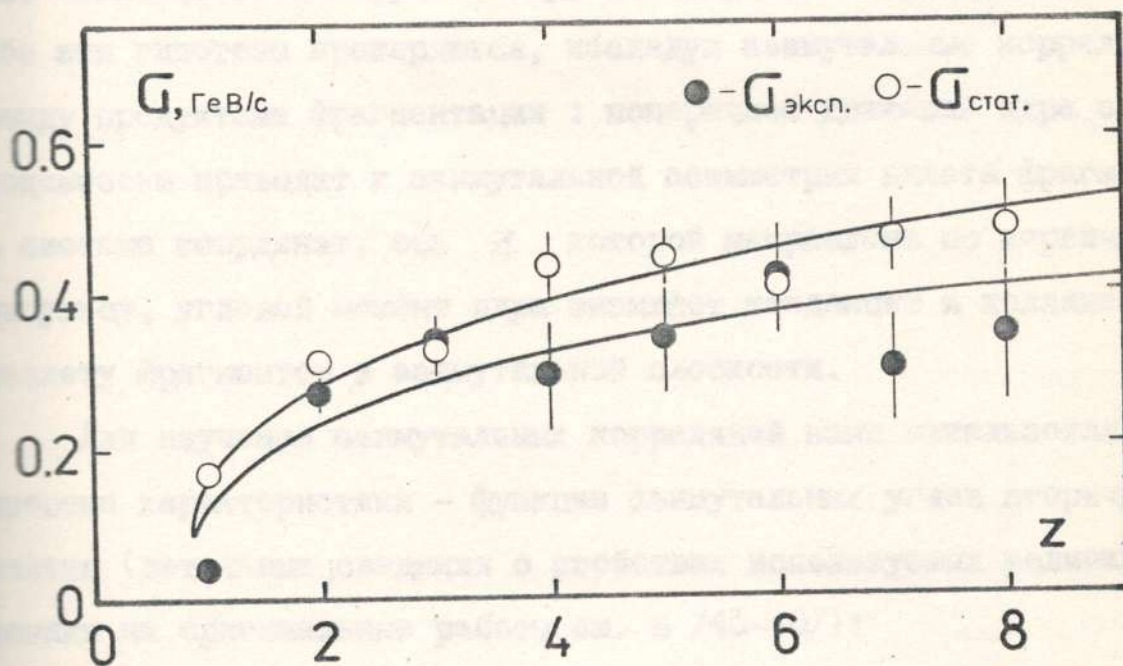


Рис. II. Зависимости дисперсии импульсных распределений $G(p_1)$ от заряда фрагмента. Кривые - аппроксимации функцией (2.8) с параметрами $G_0 = 0.12$ ГэВ/с и $G_0 = 0.15$ ГэВ/с

оказываются слишком большими для того, чтобы их можно было считать верными.

2.3. Азимутальные корреляции

Одной из возможных причин увеличения поперечных импульсов $\langle p_{\perp}(A) \rangle$ фрагментов может быть поперечное движение фрагментирующего ядра. Распределения по $p_{\perp}$ могут быть также искажены, если остаточное фрагментирующее ядро имеет угловой момент. Обе эти гипотезы проверяются, исследуя азимутальные корреляции между продуктами фрагментации: поперечное движение ядра с необходимостью приводит к азимутальной асимметрии вылета фрагментов в системе координат, ось Z которой направлена по первичному импульсу, угловой момент ядра вызывает тенденцию к коллинеарному разлету фрагментов в азимутальной плоскости.

Для изучения азимутальных корреляций нами использовались простые характеристики - функции азимутальных углов вторичных частиц (детальные сведения о свойствах используемых величин и ссылки на оригинальные работы см. в /45-46/):

а) коэффициенты азимутальной асимметрии

$$A = \left(\int_0^{\pi/2} f(\epsilon) d\epsilon - \int_{\pi/2}^{\pi} f(\epsilon) d\epsilon \right) / \int_0^{\pi} f(\epsilon) d\epsilon \quad (2.10)$$

и коллинеарности

$$B = \left(\int_0^{\pi/4} f(\epsilon) d\epsilon + \int_{3\pi/4}^{\pi} f(\epsilon) d\epsilon - \int_{\pi/4}^{3\pi/4} f(\epsilon) d\epsilon \right) / \int_0^{\pi} f(\epsilon) d\epsilon \quad (2.11)$$

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

$$\epsilon \equiv \epsilon_{ij} = \arccos(\vec{p}_{\perp i} \vec{p}_{\perp j} / p_{\perp i} p_{\perp j}) \quad (2.12)$$

между векторами поперечных импульсов i -ой и j -ой частицы из одного акта взаимодействия ($0 \leq \epsilon_{ij} \leq \pi$);

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

$$\langle \alpha \rangle = \sum_{k=1}^N \alpha_k / N, \quad \alpha_k = \sum_{i \neq j}^{n_k} \cos \varepsilon_{ij} (n_k(n_k-1))^{-1/2}, \quad (2.13)$$

$$\langle \beta \rangle = \sum_{k=1}^N \beta_k / N, \quad \beta_k = \sum_{i \neq j}^{n_k} \cos 2\varepsilon_{ij} (n_k(n_k-1))^{-1/2}, \quad (2.14)$$

$$- (n_k / (n_k - 1))^{1/2} \leq \alpha_k, \beta_k \leq (n_k(n_k-1))^{1/2}, \quad (2.15)$$

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

Напомним минимально необходимые для последующего анализа свойства величин (2.10) - (2.14) /45,46/.

1. При статистической независимости испускания фрагментов в каждом акте соударения и изотропии азимутального углового распределения в изучаемом ансамбле событий (т.е., например, в модели статистического типа для столкновений неполяризованных объектов и при "выключенном" законе сохранения поперечного импульса) математические ожидания величин (2.10)-(2.14) равны нулю, а распределение по ε_{ij} в $[0, \pi]$ - равномерно.

2. Если фрагменты i и j принадлежат к одной группе, рождение которой "управляется" свойствами интеграла состояний с поперечной частью вида

$$d\sigma^{(n)} / d\vec{p}_{1\perp} \dots d\vec{p}_{n\perp} = \prod_{i=1}^n \Phi(\vec{p}_i) \delta^{(n)}(\sum_{i=1}^n \vec{p}_{i\perp}) \quad (2.16)$$

(модель цилиндрического фазового объема, CPS) где n - полное число частиц в группе, $\Phi(\vec{p}_i)$ - "обрезающая" функция, учитывающая свойства ограниченности поперечных импульсов при множественном рождении, - математические ожидания величин (2.10) - (2.14) равны соответственно :

$$M(A) = - \langle n_k(n_k-1)/(n-1) \rangle / \langle n_k(n_k-1) \rangle,$$

$$M(B) = (4/5)^2 \langle n_k(n_k-1)/(n-1)^2 \rangle / \langle n_k(n_k-1) \rangle,$$

$$M(\alpha) = -(\pi/4) \langle [n_k(n_k-1)]^{1/2} / (n-1) \rangle, \quad (2.17)$$

$$M(\beta) = (1/2) \langle [n_k(n_k-1)]^{1/2} / (n-1)^2 \rangle.$$

Здесь усреднение $\langle \dots \rangle$ производится по событиям с $n_k \geq 2$. Формулы (2.17) соответствуют выбору плотности распределения поперечных импульсов в виде (1.3). Из (2.17) видно, что учет сохранения поперечного импульса приводит к A , $\langle \alpha \rangle < 0$ и B , $\langle \beta \rangle > 0$. Распределение по ϵ_{ij} при этом имеет максимум при $\epsilon_{ij} \rightarrow \pi$.

3. Наличие поперечного импульса у распадающегося "файерболла" приводит к увеличению A и $\langle \alpha \rangle$ относительно значений, обусловленных законом сохранения поперечного импульса. Распределение по ϵ_{ij} при этом проявляет тенденцию к максимуму при $\epsilon_{ij} \rightarrow 0$ тем более сильную, чем больше поперечный импульс фрагментирующего ядра $\vec{q}_1$.

4. Наличие углового момента у фрагментирующего ядра приводит к увеличению B и $\langle \beta \rangle$ по сравнению с "кинематически исходными" значениями, соответствующими учету законов сохранения, поперечного движения распадающейся системы и т.д.

Перейдем к рассмотрению экспериментальных данных. Ниже речь будет идти, в основном, о корреляциях между фрагментами с $z \geq 2$ (для ^{56}Fe) и $z = 2$ (для ^{14}N), т.к. корреляционные характеристики для однозарядных фрагментов не лишены возможных (и трудно учитываемых) систематических погрешностей, связанных со статистическим характером их выделения, а события с числом

многозарядных фрагментов ($Z \geq 3$) больше одного встречаются крайне редко (для ^{14}N практически отсутствуют). Отметим, однако, что все приводимые ниже результаты и выводы сохраняют силу при рассмотрении групп фрагментов с $Z = 1, Z \geq 1, Z = 2, Z \geq 2, Z \geq 3$, причем характеристики третьей и четвертой групп практически совпадают, что дает нам основание для их сравнения в $^{56}\text{Fe}-\text{Em}$ и $^{14}\text{N}-\text{Em}$ соударениях.

На рисунке 12 представлены распределения по ε_{ij} , α_k и β_k , а в таблице 9 значения A , $\langle \alpha \rangle$, B , $\langle \beta \rangle$ для фрагментов с $Z \geq 2$ из различных ансамблей $^{56}\text{Fe}-\text{Em}$ соударений. Из приведенных данных следует:

а) распределения поперечных импульсов фрагментов ядра ^{56}Fe асимметричны в поперечной плоскости соударения; азимутальная асимметрия свидетельствует о наличии поперечного импульса у фрагментирующего ядра-снаряда;

б) азимутальная асимметрия фрагментов имеет тенденцию к увеличению с ростом массового числа ядра-мишени (см. данные таблицы 9). Отметим, что нулевые значения A и $\langle \alpha \rangle$ в $\text{Fe}-\text{H}$ событиях отнюдь не означают азимутальной симметрии в них, так как оценки ожидаемых значений этих величин в случае азимутальной симметрии при определенных (см. ниже) предположениях относительно числа ненаблюдаемых (нейтральных) фрагментов, сделанные по формулам (2.17), дают $A \simeq -0.2$, $\langle \alpha \rangle \simeq -0.4$;

в) данные для подансамблей $Q \leq 10$ и $Q > 10$ (таблица 9; напомним, что Q - суммарный заряд "спектаторных" фрагментов является мерой прицельного параметра ядро-ядерного взаимодействия) дают основание считать, что эффект поперечного движения более выражен в центральных (малые Q) столкновениях ядер;

г) данные таблицы 9 не позволяют сделать вывод о наличии эффекта коллинеарности в азимутальном угловом распределении фраг-

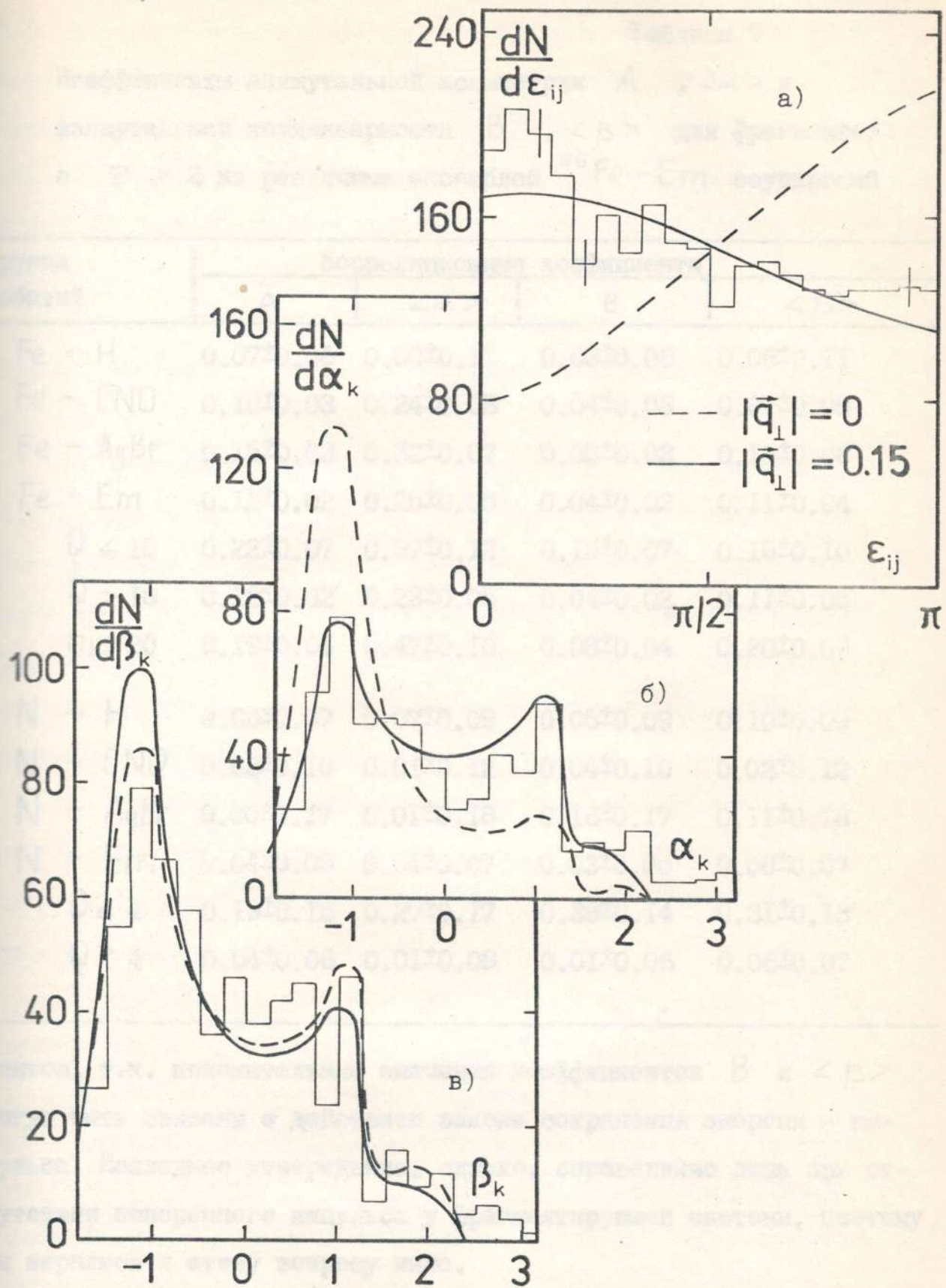


Рис.12. Распределения по ε_{ij} (а), α_k (б), β_k (в) фрагментов ядра-снаряда с $Z \geq 2$ из $^{56}\text{Fe}-\text{Em}$ соударений. Кривые - расчет по модели (см. раздел 2.3)

Таблица 9

Коэффициенты азимутальной асимметрии A , $\langle \alpha \rangle$ и азимутальной коллинеарности B , $\langle \beta \rangle$ для фрагментов с $Z \geq 2$ из различных ансамблей $^{56}\text{Fe} - \text{Em}$ соударений

Группа событий	Корреляционные коэффициенты			
	A	$\langle \alpha \rangle$	B	$\langle \beta \rangle$
Fe - H	0.07 ± 0.06	0.00 ± 0.11	0.03 ± 0.06	0.06 ± 0.11
Fe - CNO	0.10 ± 0.03	0.24 ± 0.08	0.04 ± 0.03	0.07 ± 0.08
Fe - AgBr	0.15 ± 0.03	0.32 ± 0.07	0.05 ± 0.03	0.15 ± 0.06
Fe - Em	0.12 ± 0.02	0.25 ± 0.05	0.04 ± 0.02	0.11 ± 0.04
$Q \leq 10$	0.22 ± 0.07	0.37 ± 0.12	0.15 ± 0.07	0.15 ± 0.10
$Q > 10$	0.12 ± 0.02	0.23 ± 0.05	0.04 ± 0.02	0.11 ± 0.05
$n_h \geq 20$	0.19 ± 0.04	0.47 ± 0.10	0.08 ± 0.04	0.20 ± 0.09
N - H	0.06 ± 0.07	0.07 ± 0.09	0.05 ± 0.09	0.10 ± 0.09
N - CNO	0.02 ± 0.10	0.01 ± 0.12	-0.04 ± 0.10	0.02 ± 0.12
N - AgBr	0.00 ± 0.17	0.01 ± 0.18	0.16 ± 0.17	0.11 ± 0.18
N - Em	0.04 ± 0.05	0.04 ± 0.07	0.03 ± 0.05	0.08 ± 0.07
$Q \leq 4$	0.19 ± 0.15	0.27 ± 0.17	0.38 ± 0.14	0.31 ± 0.13
$Q > 4$	0.04 ± 0.06	0.01 ± 0.08	0.01 ± 0.06	0.06 ± 0.07

ментов, т.к. положительные значения коэффициентов B и $\langle \beta \rangle$ могут быть связаны с действием закона сохранения энергии - импульса. Последнее утверждение, однако, справедливо лишь при отсутствии поперечного импульса у фрагментирующей системы, поэтому мы вернемся к этому вопросу ниже.

Таким образом, обсужденные в предыдущем разделе аномально большие значения $p_{\perp}$ для фрагментов ядра ^{56}Fe и рост поперечных импульсов с увеличением массового числа ядра-снаряда могут

быть связаны с поперечным движением фрагментирующего ядра. Возникают важные вопросы : насколько велик поперечный импульс фрагментирующего ядра, может ли он быть "ответственным" за наблюдаемую A_p - зависимость поперечных импульсов фрагментов и как он влияет на "кинематически исходные" значения коэффициентов коллинеарности B и $\langle \beta \rangle$?

С целью получить ответы на эти вопросы мы провели методом Монте-Карло расчеты по следующей простой модели фрагментации ядра ^{56}Fe .

1. Остаточное ядро ^{56}Fe распадается по модели цилиндрического фазового объема (CPS) на фрагменты с зарядом z , распределения по множественностям которых соответствуют экспериментальным в ансамбле $^{56}\text{Fe}-E_m$ событий (см. также данные таблицы 4). Число нейтральных фрагментов (нейтронов) полагалось равным числу протонов среди однозарядных фрагментов, умноженному на отношение $(A-z)/z$ для ядра ^{56}Fe .

2. Поперечные импульсы фрагментов в системе покоя распадающегося ядра распределены по закону (1.3) с дисперсиями $\sigma(p_1)_z$, соответствующими некоторым "исходным" средним значениям $\langle p_1 \rangle_z$, причем $\langle p_1 \rangle_{z=0} = \langle p_1 \rangle_{z=1}$.

3. Фрагментирующее ядро получает поперечный импульс $\vec{q}_1$, "накладывающийся" на поперечные импульсы фрагментов.

Обработка "искусственных" событий проводилась точно так же, как и реальных. Наиболее деликатное предположение - выбор значений $\sigma(p_1)_z$ (или $\langle p_1 \rangle_z$), которые должны иметь смысл "истинных" значений, соответствующих, в терминах статистической модели фрагментации, внутреннему ферми-движению нуклонов и нуклонных ассоциаций в фрагментирующем ядре. Мы сочли разумным вместо соответствующих полуспекулятивных предположений воспользоваться эмпирическими значениями для фрагментации легких ядер (см. данные

таблицы 7, а также /17,47,48/). При этом следует учесть, что эти значения, по-видимому, больше требуемых по двум причинам : а) наличие нестатистического "хвоста" больших $p_{\perp}$, б) возможно-му наличию азимутальной асимметрии, т.е. поперечного движения фрагментирующих легких ядер, приводящего в полной аналогии со случаем фрагментации ^{56}Fe к увеличению $p_{\perp}$. Имеется явное апостериорное оправдание выбранному нами варианту - завышение "исходных" значений $\langle p_{\perp} \rangle$ и $\sigma(p_{\perp})$ лишь усиливает последующие выводы. Ниже в разделе 2.4 мы к этому вопросу еще вернемся.

Основные результаты расчета представлены на рисунках 12-13. Мы вправе сделать следующие заключения :

а) наличие поперечного импульса $|\vec{q}_{\perp}|$ обеспечивает азимутальную асимметрию фрагментов. Все количественные характеристики азимутальной асимметрии фрагментов с $Z \geq 2$ при фрагментации ядра ^{56}Fe на ядрах фотоэмульсии обеспечиваются величиной $|\vec{q}_{\perp}| = (0.15 \pm 0.01) \text{ ГэВ/с}$ - средние значения A (рис.13а) и $\langle \alpha \rangle$ (рис.13 б), распределения по ϵ_{ij} (рис.12 а) и α_k (рис.12 б). Если "исходные" значения $\langle p_{\perp} \rangle$ фрагментов уменьшить, величина $|\vec{q}_{\perp}|$, обеспечивающая наблюдаемые азимутальные эффекты, - слабо уменьшается.

б) для обеспечения роста средних поперечных импульсов фрагментов ядра ^{56}Fe по сравнению с "исходными" значениями требуется существенно большее значение $|\vec{q}_{\perp}|$. Для фрагментов с $Z = 2$ (α - частиц), например, требуемое значение $|\vec{q}_{\perp}| = 0,3 \text{ ГэВ/с}$ (рис.13 д). Если "исходные" значения $\langle p_{\perp} \rangle$ фрагментов уменьшить, соответствующее значение $|\vec{q}_{\perp}|$ возрастает. Другими словами, поперечный импульс фрагментирующего ядра ^{56}Fe , обеспечивающий наблюдаемые азимутальные эффекты, объясняет лишь небольшую ($\sim 0,3$, см. рис.13 д) часть общего эффекта увеличения $\langle p_{\perp} \rangle$ фрагментов с ростом A_p .

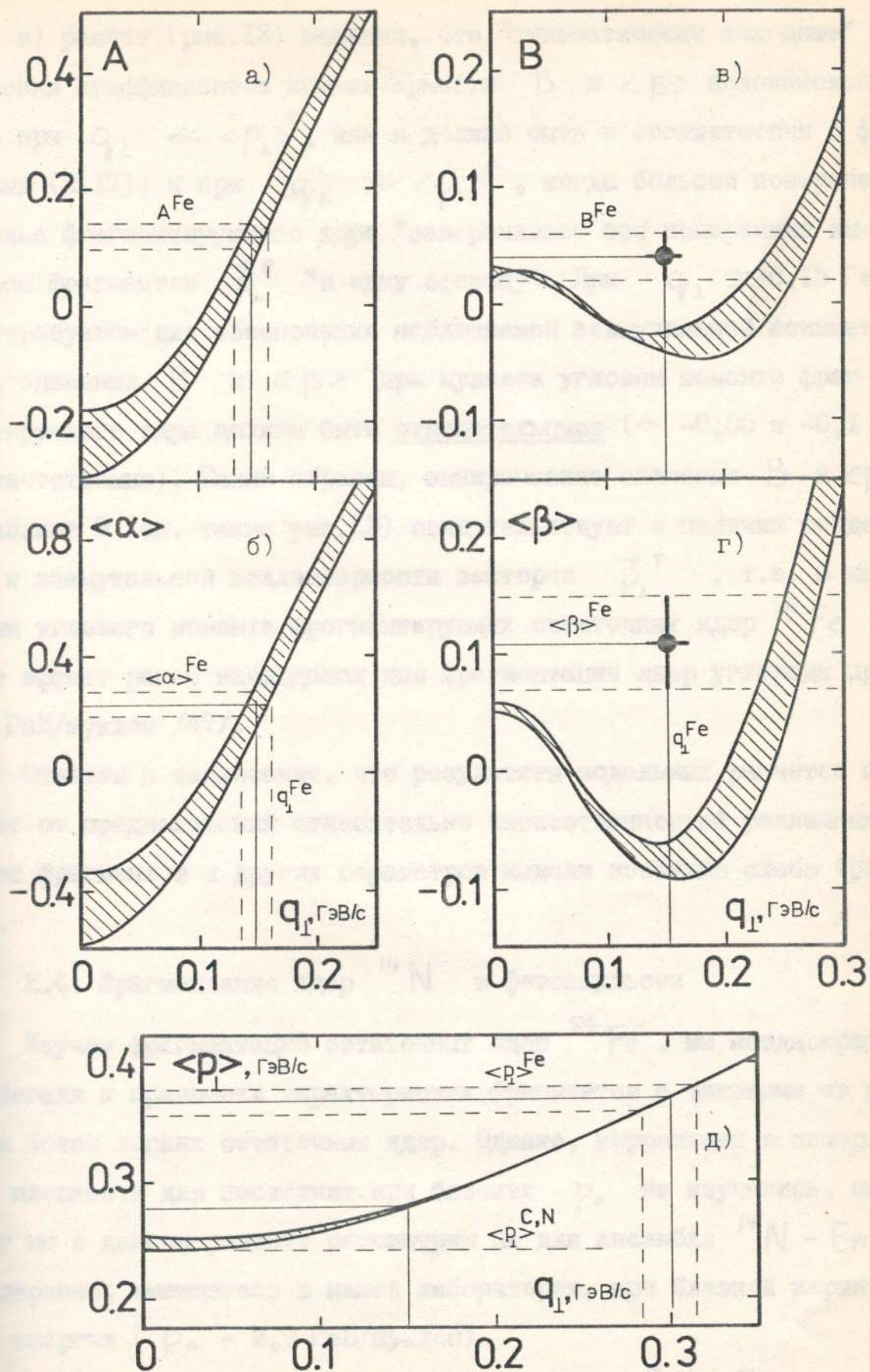


Рис.13. Модельные зависимости A (а), $\langle \alpha \rangle$ (б), B (в), $\langle \beta \rangle$ (г), $\langle p \rangle$ (д) от q_1 для фрагментов с $Z \geq 2$ из $^{56}\text{Fe}-\text{Em}$ соударений

в) расчет (рис.13) показал, что "кинематически исходные" значения коэффициентов коллинеарности B и $\langle \beta \rangle$ положительны лишь при $q_1 \ll \langle p_1 \rangle^F$, как и должно быть в соответствии с формулами (2.17), и при $q_1 \gg \langle p_1 \rangle^F$, когда большой поперечный импульс фрагментирующего ядра "заворачивает" все поперечные импульсы фрагментов $\vec{p}_1^F$ "в одну сторону". При $q_1 \cong 0.15$ ГэВ/с, требуемом для обеспечения наблюдаемой азимутальной асимметрии, значения B и $\langle \beta \rangle$ при нулевом угловом моменте фрагментирующего ядра должны быть отрицательными ($\sim -0,05$ и $-0,1$ соответственно). Таким образом, эмпирические значения B и $\langle \beta \rangle$ в таблице 9 (см. также рис.13) свидетельствуют о наличии тенденции к азимутальной коллинеарности векторов $\vec{p}_1^F$, т.е. о наличии углового момента фрагментирующих остаточных ядер ^{56}Fe ; этот эффект ранее наблюдался для фрагментации ядер углерода при 4.5 ГэВ/нуклон [47/].

Отметим в заключение, что результаты модельных расчетов зависят от предположений относительно множественностей различных типов фрагментов и других параметров модели довольно слабо (рис. 13).

2.4. Фрагментация ядер ^{14}N в фотоэмульсии

Изучая фрагментацию остаточных ядер ^{56}Fe , мы неоднократно прибегали к сравнению характеристик фрагментов с таковыми от распада более легких остаточных ядер. Однако, корреляции в поперечной плоскости для последних при близких p_0 не изучались, поэтому мы в данном разделе рассмотрим их для ансамбля $^{14}\text{N} - E_m$ соударений, имеющегося в нашей лаборатории, при близкой первичной энергии ($p_0 = 2,9$ ГэВ/нуклон).

Рассмотрим экспериментальные данные для $^{14}\text{N} - E_m$ соударений, ограничиваясь лишь характеристиками, ранее в них не изу-

чавшимися (данные по множественности фрагментации и распределения по p_1 были опубликованы в /17/. На рисунке 14 а), б), в) соответственно представлены инклюзивное распределение по углам ϵ_{ij} в $^{14}\text{N} - \text{Em}$ соударениях с числом спектаторных α - частиц из остаточного ядра-снаряда $n \geq 2$, распределения по коэффициентам α_k и β_k , а в таблице 9 значения коэффициентов A , B и средних величин $\langle \alpha \rangle$, $\langle \beta \rangle$ в подансамблях соударений ^{14}N с различными группами ядер эмульсии. Положительные значения A и $\langle \alpha \rangle$ указывают на наличие азимутальной асимметрии вылета α - частиц, т.е. на наличие поперечного импульса остаточного ядра. Таким образом, поперечные импульсы продуктов фрагментации ^{14}N (как и для ^{56}Fe) отнюдь не являются "истинными".

Количественные оценки степени искажения p_1 - распределения эффектами поперечного движения и "вращения" остаточного распадающегося ядра и в этом случае не могут быть сделаны без моделирования. Поэтому мы провели расчет по методу Монте-Карло, в значительной части аналогичный описанному в разделе 2.3. Основное отличие от предыдущего расчета состояло во введении второго, кроме $|\vec{q}_1|$, свободного параметра модели - среднего поперечного импульса нуклонного фрагмента в ядре $|\vec{p}_1^N|$ или "температуры" $\sigma_N^2 = (2/\pi) \langle p_1^N \rangle^2$ (это необходимо сделать, т.к. теперь нам ничего не известно об "истинных" импульсных характеристиках фрагментов). "Истинные" поперечные импульсы фрагментов с любыми z , как и ранее, определялись через σ_N^2 по известному параболическому закону (2.7).

Результаты расчетов показаны на рисунке 15 в виде зависимости A (а), B (б), $\langle \alpha \rangle$ (в), $\langle \beta \rangle$ (г), $\langle p_1 \rangle$ (д) от величины q_1 при разных значениях $\langle p_1^N \rangle$ (обозначения 1, 2... 5 соответствуют $\langle p_1^N \rangle = 0.08, 0.09, \dots, 0.12$ ГэВ/с соответственно). Эмпиричес-

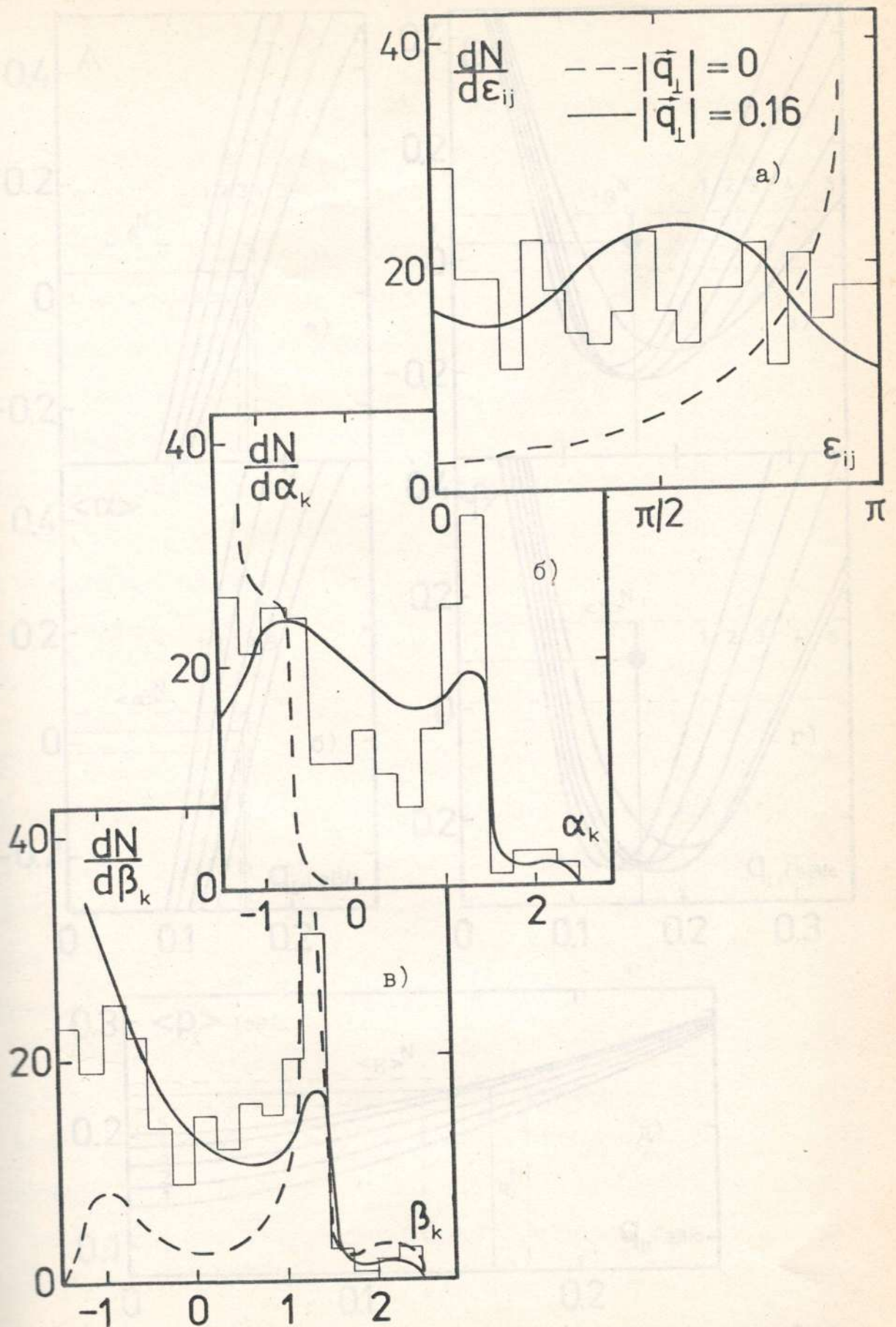


Рис. I4. Распределения по ϵ_{ij} (а), α_k (б), β_k (в) фрагментов ядра-снаряда с $Z = 2$ из $^{14}\text{N}-\text{Em}$ соударений. Кривые - расчет по модели (см. раздел 2.4)

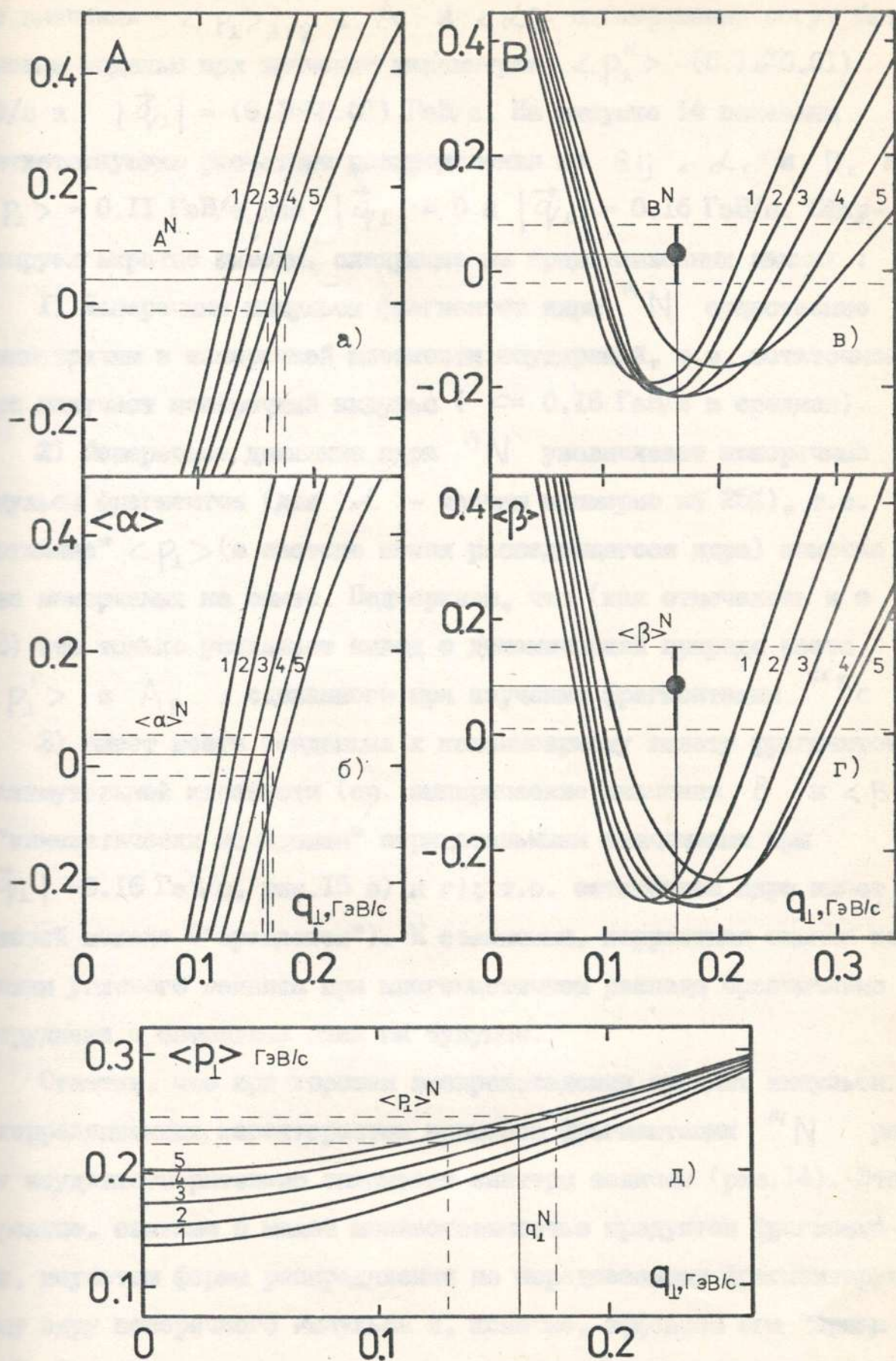


Рис.15. Модельные зависимости A (а), $\langle \alpha \rangle$ (б), B (в), $\langle \beta \rangle$ (г), $\langle p_{\perp} \rangle$ (д) от $q_{\perp}$ для фрагментов с $z=2$ из $^{14}\text{N-Em}$ соударений при различных значениях $\langle p_{\perp} \rangle^N$

кие значения $\langle p_1 \rangle_{z=2}$, A и $\langle \alpha \rangle$ одновременно могут быть описаны моделью при значении параметров $\langle p_1^N \rangle = (0.11 \pm 0.01)$ ГэВ/с и $|\vec{q}_\perp| = (0.16 \pm 0.01)$ ГэВ/с. На рисунке I4 показаны соответствующие расчетные распределения по ϵ_{ij} , α_k и β_k при $\langle p_1 \rangle = 0.11$ ГэВ/с для $|\vec{q}_\perp| = 0$ и $|\vec{q}_\perp| = 0.16$ ГэВ/с. Сформулируем вкратце выводы, следующие из представленных данных:

- 1) Поперечные импульсы фрагментов ядра ^{14}N существенно асимметричны в поперечной плоскости соударений, т.е. остаточное ядро получает поперечный импульс (≈ 0.16 ГэВ/с в среднем).
- 2) Поперечное движение ядра ^{14}N увеличивает поперечные импульсы фрагментов (для α - частиц примерно на 25%), т.е. "истинные" $\langle p_1 \rangle$ (в системе покоя распадающегося ядра) заметно ниже измеряемых на опыте. Подчеркнем, что (как отмечалось и в 2.3) это только усиливает вывод о динамической природе роста $\langle p_1^F \rangle$ с A_p , сделанного при изучении фрагментации ^{56}Fe .
- 3) Имеет место тенденция к коллинеарному вылету фрагментов в азимутальной плоскости (ср. эмпирические значения B и $\langle \beta \rangle$ с "кинематически исходными" отрицательными значениями при $|\vec{q}_\perp| = 0.16$ ГэВ/с, рис. I5 в) и г); т.е. остаточное ядро имеет угловой момент ("вращается"). К сожалению, корректная оценка величины углового момента при многочастичном распаде чрезвычайно затруднена и оставлена нами на будущее.

Отметим, что при хорошем воспроизведении средних импульсных и корреляционных характеристик процесса фрагментации ^{14}N расчет неудовлетворительно описывает спектры величин (рис. I4). Это, вероятно, связано с малой множественностью продуктов фрагментации, неучетом формы распределения по передаваемому фрагментирующему ядру поперечного импульса и, конечно, эффектом его "вращения". Однако, эти обстоятельства не влияют на наши выводы: так, например, для обеспеченности эффекта коллинеарности "допустима"

погрешность в $\langle q_1 \rangle \sim 100\%$ (рис.15), в то время как истинная систематическая погрешность в этой величине, по нашим оценкам, примерно на порядок меньше.

2.5. Обсуждение результатов

Сформулируем вкратце основные результаты данной главы и те физические выводы, которые, по нашему мнению, можно сделать на их основе.

1. Определены различные характеристики процесса фрагментации релятивистских ядер ^{56}Fe на ядрах фотоэмульсии и подгруппах ядер-мишеней (H, CNO, AgBr).

2. Распределения поперечных импульсов фрагментов имеют высоко-импульсный "хвост" и не могут быть полностью описаны в рамках простой статистической модели фрагментации с минимальными корреляциями между нуклонами ядра.

3. Поперечные импульсы фрагментов существенно зависят от массового числа фрагментирующего ядра и более слабо от массового числа ядра-партнера: с ростом A_P и A_T $\langle p_1 \rangle$ возрастают.

4. Вылет фрагментов в азимутальной плоскости соударения асимметричен, т.е. фрагментирующее ядро в процессе взаимодействия приобретает поперечный импульс.

5. Среднее значение переданного поперечного импульса слабо зависит от массового числа фрагментирующего ядра в области $A_P = 12-56$ (см. также /48/) и составляет величину $\sim (0.15-0.18)$ ГэВ/с.

6. Фрагментирующее ядро имеет значительный угловой момент, проявляющийся в тенденции к коллинеарному вылету фрагментов в поперечной плоскости соударения.

7. С уменьшением параметра удара (небольшие Q) корреляционные эффекты, по-видимому растут, что может свидетельствовать об увеличении передаваемых остаточному ядру поперечного импульса

и углового момента.

8. Поперечный импульс фрагментирующего ядра может быть ответственен лишь за небольшую ($\sim 0,25-0,30$) часть эффекта

A_p - зависимости средних поперечных импульсов фрагментов. Большая часть этого эффекта должна быть обусловлена динамикой ядроядерного соударения и эффектами ядерной структуры.

Полученные результаты должны быть, конечно, поняты и описаны в рамках более совершенных, чем простая статистическая модель с некоррелированными нуклонами, теоретических подходов к теории соударений (внутриядерные перераспределения, жесткие процессы и т.д.) и структуры (внутриядерные корреляции, рост кулоновского отталкивания кластеров с увеличением A_p и т.д.) ядер. Разумеется, какие-либо корректные заключения здесь возможны лишь после количественного сопоставления экспериментальных данных с конкретными расчетами; нам представляется, однако, что имеющиеся данные дают возможность сделать следующие внемодельные утверждения.

Во-первых, совокупность данных настоящей работы убеждает нас в том, что ядро-партнер отнюдь не является простым "свидетелем" процесса фрагментации. Это означает, что такие общепотребительные представления, как модель "спектаторов" и "участников", принцип факторизации следует рассматривать, в лучшем случае, как не более чем грубые приближения (см. также /49-50/).

Второе замечание необходимо сделать по поводу уже упоминавшейся и ставшей практически общепринятой концепции возможности получения прямой информации об импульсных распределениях нуклонов и нуклонных кластеров внутри ядер, изучая соответствующие распределения продуктов фрагментации ядер-снарядов. Данные нашей работы убедительно свидетельствуют о том, что истинная ситуация по этому вопросу намного сложнее, чем она представлялась ранее на основе экспериментов при нулевом угле регистрации частиц в узком диа-

позволе массовых чисел фрагментирующих ядер. Представляется, что для извлечения действительно корректной информации о структурных свойствах ядра необходима "хорошая" теория ядро-ядерного взаимодействия ; другими словами, при сегодняшнем уровне понимания механизма такого сложного явления, каким является соударение релятивистских многобарионных систем, вряд ли такая информация может быть получена внемоделным путем.

Отметим, наконец, то обстоятельство, что остается открытым вопрос о степени корректности использования распределений продольных импульсов для структурных исследований : быть может, эти распределения менее чувствительны к динамике соударения ядер (см., например, /51/).

ГЛАВА III. МНОЖЕСТВЕННОСТИ И ОДНОЧАСТИЧНЫЕ ИНКЛЮЗИВНЫЕ СПЕКТРЫ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

3.1. Множественности вторичных частиц

Одна из важнейших (и легко измеряемых) характеристик множественных процессов в ядро-ядерных столкновениях при высоких энергиях — множественность вторичных заряженных частиц — интенсивно изучается как экспериментально, так и теоретически (см., например, обзоры /52-56/). Средние множественности b -, g -, h -, s - и f -частиц, а также суммарная множественность заряженных частиц $\langle n_{ch} \rangle = \langle n_b \rangle + \langle n_g \rangle + \langle n_s \rangle + \langle n_f \rangle$ в различных ансамблях неупругих взаимодействий ядер ^{56}Fe в фотоэмульсии при $p_0 \approx 140$ ГэВ/с приведены в таблице 10 вместе с данными ленинградской группы /22/. Большая часть данных в этих двух экспериментах удовлетворительно согласуются, хотя налицо и заметные расхождения, особенно в значениях $\langle n_f \rangle$ для соударений с легкими мишенями и $\langle n_s \rangle$ в группе Fe-AgBr . Часть их возможно связана с различными критериями разделения $^{56}\text{Fe-Em}$ соударений на подансамбли и определения среднего числа спектаторных одновозрядных фрагментов ядра-снаряда, используемыми нами и авторами /22/; отметим кроме того, что наша статистика более чем в три раза выше.

Рассмотрим более детально свойства множественностей "рожденных" (S) частиц и "продуктов фрагментации" ядра-мишени (b - и g -частиц). Следует иметь в виду, что это разделение при столкновении умеренной первичной энергии и в связи с большим размером ядра-снаряда гораздо более относительно и условно, чем в случае адрон-ядерных соударений большой энергии, где оно в достаточной степени адекватно эксперименту /7/. Действительно, из простых соображений, основанных на геометрической картине ядро-ядерных взаимодействий

и учете законов сохранения, следует ожидать значительной примеси рожденных частиц среди g - частиц вследствие малого значения начального импульса на нуклон снаряда, а большое A_p может привести к значительному увеличению доли протонов ядра-мишени среди релятивистских частиц, особенно в центральных соударениях.

3.1.1. Релятивистские частицы

В табл. II представлены "нормированные"

$$R_s = \langle n_s \rangle_{AB} / \langle n_s \rangle_{pB} \quad (3.1)$$

и "удельные"

$$R'_s = \langle n_s \rangle_{AB} / \langle n_{int} \rangle \quad (3.2)$$

множественности S - частиц, а также средние числа нуклонов ядра-снаряда, вступивших во взаимодействие с мишенью $\langle n_{int} \rangle$, оцениваемых согласно (1.8) из ^{14}N - и ^{56}Fe - ядро-соударений. Отметим, что экспериментальные значения $\langle n_{int} \rangle$ оказываются, хотя и меньше, довольно близкими к теоретическим /57/ (в скобках)

$$\langle n_{int} \rangle = A_p \sigma_{in}^{NB} / \sigma_{in}^{AB}, \quad (3.3)$$

где σ_{in}^{NB} , σ_{in}^{AB} - соответственно неупругие сечения нуклон-ядерного и ядро-ядерного соударения при использовании экспериментальных значений сечений.

Данные табл. I0, II показывают, что средние, "нормированные" и "удельные" множественности релятивистских частиц в ядро-ядерных взаимодействиях существенно зависят как от массового числа ядра-снаряда (A_p), так и от массового числа ядра-мишени (A_T), они растут с увеличением A_p и A_T за исключением R'_s , которые с увеличением A_p уменьшаются.

Как видно из табл. II, в соударениях ядер ^{56}Fe R_s значительно меньше $\langle n_{int} \rangle$ или, что то же самое, R'_s значительно

меньше $\langle n_s \rangle$ в pA - взаимодействиях; таким образом, при $T \leq 2$ ГэВ/нуклон процесс "поглощения" S - частиц доминирует над их мультипликацией при увеличении A_T в нуклон-ядерных взаимодействиях, тогда как для соударений ^{14}N - эти величины одного порядка (за исключением группы $^{14}\text{N}-\text{CNO}$). Принимая во внимание различие в первичных энергиях рассматриваемых ансамблей и тот хорошо известный факт, что множественности S - частиц в нейтрон-нуклонных (нейтрон-ядерных) соударениях при рассматриваемых энергиях заметно меньше, чем в протон-нуклонных (протон-ядерных) из-за эффектов "лидирования" и сохранения изотопического спина, представленные данные в первом приближении кажутся не противоречащими предсказаниям простейших моделей "суперпозиционного" типа, в которых ядро-ядерные взаимодействия рассматриваются как некогерентная сумма нуклон-ядерных или даже нуклон-нуклонных субсоударений.

Следует отметить, что если отношение $\langle N_{int} \rangle_{A,Br} / \langle N_{int} \rangle_{\text{CNO}}$ для ^{56}Fe -ядро взаимодействий $\approx 2,0$ (для ^{14}N - ядро $\approx 1,7$), то отношение $(R_s)_{A,Br} / (R_s)_{\text{CNO}}$ для этих ансамблей примерно в 1,5 раза выше ($\approx 3,0$ для ^{56}Fe и $\approx 2,5$ для ^{14}N). Таким образом, размножение S - частиц с увеличением A_T в ядро-ядерных соударениях выражено существенно сильнее (или поглощение их - слабее), чем в нуклон-ядерных, что указывает на приближенность указанных суперпозиционных представлений и большую роль эффектов экранировки. В частности, при рассматриваемых нами относительно низких энергиях проявляется грубость модели "независимых" взаимодействий /58/, предсказывающей

$$\langle N_{int} \rangle = \langle n_s \rangle_{AB} / \langle n_s \rangle_{NB}, \quad (3.4)$$

в которой пренебрегается законами сохранения энергии-импульса в процессе внутриядерных перерассеяний; следует помнить, что рас-

Таблица 10.

Средние множественности заряженных частиц в различных ансамблях $^{56}\text{Fe} - \text{Em}$ соударений

Тип частицы i	Ансамбль	Средние множественности $\langle n_i \rangle$		
		Наши данные	/22/	Каскадная модель
b	Fe - H	0.15+0.03	0.15+0.06	0.014
	Fe - CNO	1.84+0.07	1.77+0.14	1.52
	Fe - AgBr	7.38+0.18	6.54+0.34	6.64
	Fe - Em	4.45+0.14		
g	Fe - H	0.32+0.05	0.15+0.06	0.27
	Fe - CNO	2.91+0.13	2.87+0.19	3.35
	Fe - AgBr	14.9+0.5	13.8+1.0	15,6
	Fe - Em	8.7+0.3		8.56
h	Fe - H	0.47+0.06		0.29
	Fe - CNO	4.75+0.11		4.88
	Fe - AgBr	22.3+0.6		22.2
	Fe - Em	13.2+0.4		12.2
s	Fe - H	2.77+0.20	2.95+0.43	3.54
	Fe - CNO	8.03+0.43	7.7 +0.7	9.55
	Fe - AgBr	19.6+0.6	14.1+1.0	17.94
	Fe - Em	13.3+0.4		12.4
f	Fe - H	4.58+0.23	7.11+0.44	
	Fe - CNO	5.61+0.19	6.40+0.29	
	Fe - AgBr	5,69+0.13	5.48+0.23	
	Fe - Em	5.50+0.09		
ch	Fe - H	7.8+0.3	9.4+0.6	
	Fe - CNO	18.4+0.6	18.7+0.8	
	Fe - AgBr	47.6+0.9	39.9+1.5	
	Fe - Em	31.9+0.6		

Таблица II

Нормированные R_s , удельные R'_s множественности
и $\langle n_{int} \rangle$ в различных ансамблях ^{56}Fe - и ^{14}N -Em
соударений

Ансамбль	Множественности			
	R_s	R'_s	R'_g	$\langle n_{int} \rangle$
Fe - H	2.3 ± 0.3	0.54 ± 0.12	0.06 ± 0.02	5.2 ± 1.1
Fe - CNO	6.2 ± 0.4	0.59 ± 0.05	0.21 ± 0.02	13.6 ± 0.8 (11.1)
Fe - AgBr	18.5 ± 0.7	0.73 ± 0.03	0.55 ± 0.03	26.9 ± 0.8 (23.2)
Fe - Em	11.7 ± 0.5	0.69 ± 0.03	0.45 ± 0.02	19.2 ± 0.7
N - H	1.9 ± 0.2	0.80 ± 0.08	0.08 ± 0.01	2.8 ± 0.2
N - CNO	3.7 ± 0.2	0.90 ± 0.04	0.34 ± 0.01	5.2 ± 0.2 (4.2)
N - AgBr	9.1 ± 0.3	1.07 ± 0.03	1.02 ± 0.03	9.0 ± 0.1 (7.0)
N - Em	6.3 ± 0.2	1.02 ± 0.03	0.81 ± 0.03	7.0 ± 0.1

смотрение в /49/ проводилось для существенно более высоких первичных энергий. Сложный характер зависимости R'_s от $\langle n_{int} \rangle$ в ядро-ядерных взаимодействиях явно усматривается из данных рис. 16. Функция $R'_s(\langle n_{int} \rangle)$ немонотонна, имеет минимальное значение при $\langle n_{int} \rangle \sim A_p/2$ и возрастает как при увеличении, так и при уменьшении $\langle n_{int} \rangle$ по сравнению с этим значением. Функция $R'_s(\langle n_{int} \rangle)$ слабо (или вовсе не) зависит от массы ядра-мишени (не проиллюстрировано) и четко проявляет зависимость от массового числа ядра-снаряда. Так, при центральных столкновениях ядер-снарядов с тяжелыми ядрами эмульсии, когда $(\langle n_{int} \rangle)_{\max} \approx A_p$, R'_s также максимально; с увеличением массового числа снаряда значение $(R'_s)_{\max}$ уменьшается с 1.13 для ^{14}N -Em до 0.8 для ^{56}Fe -Em, что может служить свидетельством увеличения роли

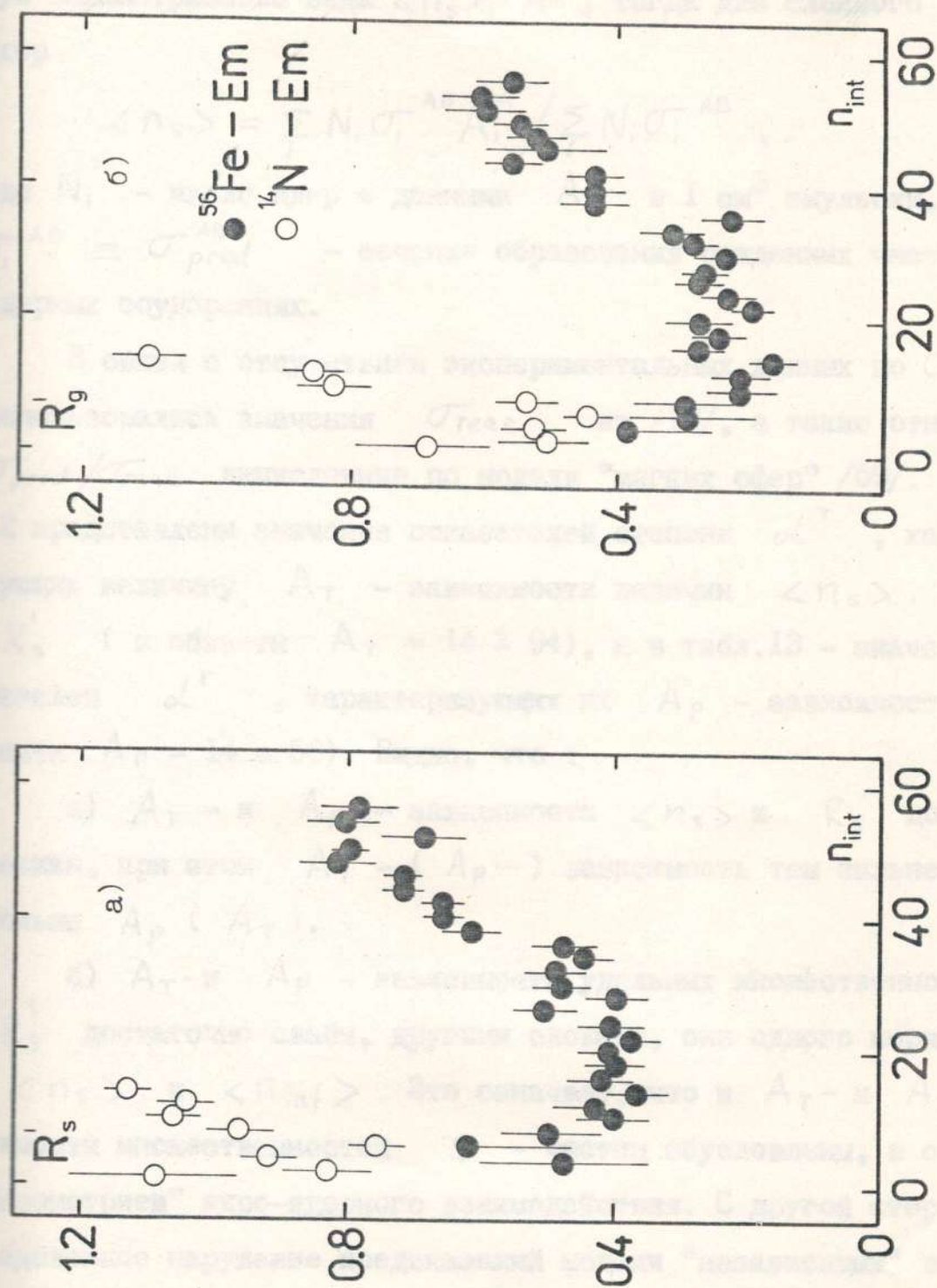


Рис. 16. Зависимости R_s' (а) и R_g' (б) от n_{int} из $^{56}\text{Fe-Em}$ и $^{14}\text{N-Em}$ соударений

эффектов перерассеяния (экранировки) с увеличением A_p .

Для количественного описания A -зависимостей множественностей вторичных частиц в соударениях с ядрами часто используют степенную параметризацию вида $\langle n_s \rangle \sim A^\alpha$, тогда для сложного состава ядер

$$\langle n_s \rangle = \frac{\sum_i N_i \sigma_i^{AB} A_i^\alpha}{\sum_i N_i \sigma_i^{AB}}, \quad (3.5)$$

где N_i - число ядер с данными A_i в 1 см³ эмульсии,

$\sigma_i^{AB} \equiv \sigma_{prod}^{AB}$ - сечение образования рожденных частиц в ядро-ядерных соударениях.

В связи с отсутствием экспериментальных данных по σ_{prod} использовались значения σ_{geac} из /18/, а также отношения $\sigma_{prod}/\sigma_{geac}$ вычисленные по модели "мягких сфер" /59/. В таблице 12 представлены значения показателей степени α^T , характеризующих величину A_T - зависимости величин $\langle n_s \rangle$, R_s , R'_s (в области $A_T = 14 \pm 94$), а в табл. 13 - значения показателей α^P , характеризующих их A_p - зависимость (в области $A_p = 14 \pm 56$). Видно, что :

а) A_T - и A_p - зависимости $\langle n_s \rangle$ и R_s достаточно велики, при этом A_T - (A_p -) зависимость тем сильнее, чем больше A_p (A_T).

б) A_T - и A_p - зависимость удельных множественностей R'_s достаточно слабы, другими словами, они одного порядка для $\langle n_s \rangle$ и $\langle n_{int} \rangle$. Это означает, что и A_T - и A_p - зависимости множественностей S - частиц обусловлены, в основном, "геометрией" ядро-ядерного взаимодействия. С другой стороны, определенное нарушение предсказаний модели "независимых" взаимодействий /58/ по данным табл. 12 и 13 также легко усматривается, хотя учет сохранения энергии-импульса, необходимый при умеренной энергии взаимодействия, эффекта экранировок, принципа Паули и т.д.

Таблица 12

Характеристики A_T - зависимости множественностей вторичных частиц в соударениях ядер ^{14}N и ^{56}Fe в эмульсии

Показатель степени	Ядро - снаряд	
	^{14}N	^{56}Fe
$\alpha^T_{\langle n_s \rangle}$	0.34 ± 0.02	0.44 ± 0.02
$\alpha^T_{\langle n_b \rangle}$	0.83 ± 0.06	0.78 ± 0.05
$\alpha^T_{\langle n_g \rangle}$	0.81 ± 0.04	0.85 ± 0.03
$\alpha^T_{\langle n_h \rangle}$	0.83 ± 0.03	0.83 ± 0.02
$\alpha^T_{R_s}$	0.49 ± 0.02	0.60 ± 0.03
$\alpha^T_{R'_s}$	0.09 ± 0.02	0.08 ± 0.03
$\alpha^T_{R'_g}$	0.57 ± 0.03	0.50 ± 0.07

Таблица 13

Характеристики A_P - зависимости множественностей вторичных частиц во взаимодействиях ядер ^{14}N и ^{56}Fe в эмульсии

Показатель степени	Ядро - мишень	
	CNO	AgBr
$\alpha^P_{\langle n_s \rangle}$	0.43 ± 0.04	0.64 ± 0.14
$\alpha^P_{\langle n_b \rangle}$	0.03 ± 0.02	0.08 ± 0.08
$\alpha^P_{\langle n_g \rangle}$	0.21 ± 0.12	0.38 ± 0.03
$\alpha^P_{\langle n_h \rangle}$	0.14 ± 0.07	0.23 ± 0.10
$\alpha^P_{R_s}$	0.45 ± 0.06	0.66 ± 0.15
$\alpha^P_{R'_s}$	-0.18 ± 0.03	-0.13 ± 0.09
$\alpha^P_{R'_g}$	-0.42 ± 0.08	-0.43 ± 0.03

может, в принципе, устранить противоречие с "суперпозиционным" подходом к ядро-ядерному соударению (речь идет, разумеется, об описании множественностей вторичных частиц).

На рисунке 17 даны n_s - распределения для соударений ^{56}Fe с различными компонентами эмульсии и (для сравнения) в $p - \text{Em}$ и $^{14}\text{N} - \text{Em}$ взаимодействиях. Форма этого распределения существенно зависит как от A_T , так и от A_P ; будучи представленной в скейлинговых переменных (не проиллюстрировано), она не может быть описана какой-либо единой КНО-функцией.

Сложный характер зависимости формы n_s - распределения от числа провзаимодействовавших нуклонов ядра-снаряда n_{int} демонстрируется на рис. 18, на котором представлены данные по величине

$$\langle n_s \rangle / D = \langle n_s \rangle / (\langle n_s^2 \rangle - \langle n_s \rangle^2)^{1/2} \quad (3.6)$$

для соударений ^{14}N и ^{56}Fe с ядрами эмульсии. Кривая соответствует зависимости

$$\langle n_s \rangle / D = (n_{int})^{1/2} (\langle n_s \rangle / D)_{n_{int}=1}, \quad (3.7)$$

следующей из простой суперпозиционной модели /54/, причем в связи с большим произволом в определении $\langle n_s \rangle$ при $n_{int} = 1$ в $^{56}\text{Fe} - \text{Em}$ соударении зависимость (3.7) показана только для $^{14}\text{N} - \text{Em}$ взаимодействий. Видно, что экспериментальные данные из $^{56}\text{Fe} - \text{Em}$ соударений плохо согласуются с ходом зависимости (3.7).

Таким образом, данные по множественностям релятивистских частиц в ядро-ядерных соударениях при энергиях в несколько ГэВ/нуклон не согласуются с простейшими моделями суперпозиционного типа, хотя данные по средним множественностям в первом приближении им не противоречат и, более того, совокупность данных согласуется с предположением о доминирующей роли "геометрии" ядро-ядерного

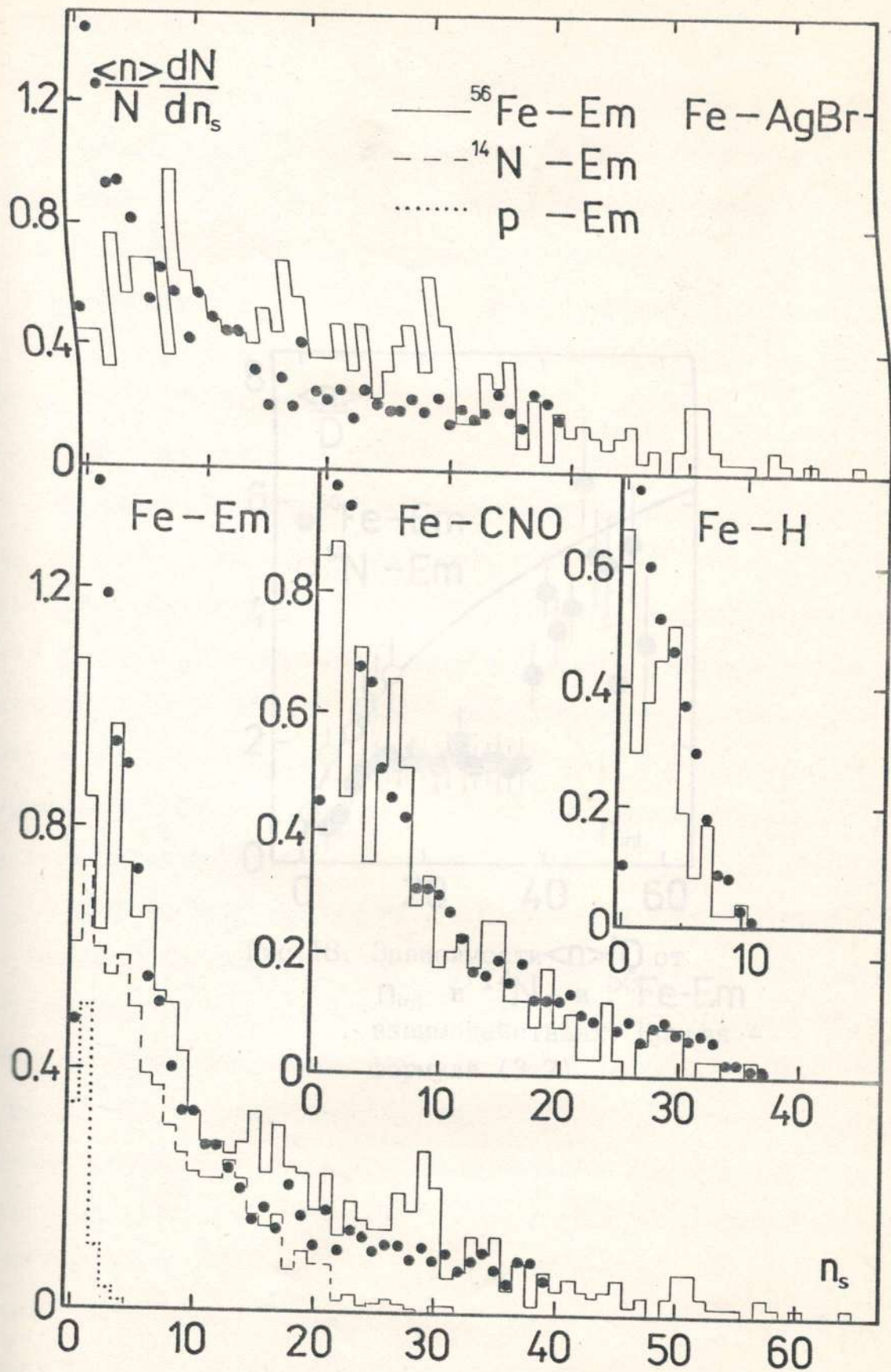


Рис. 17. n_s -распределения из p -, ^{14}N -, $^{56}\text{Fe}-\text{Em}$ соударений и в различных ансамблях $^{56}\text{Fe}-\text{Em}$ столкновений. Точки - каскадная модель (см. раздел 3.3)

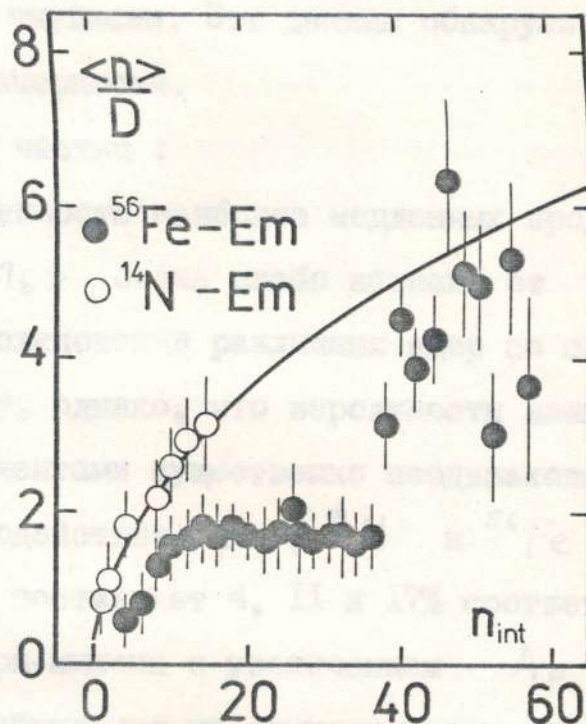


Рис. 18. Зависимости $\langle n \rangle / D$ от n_{int} в $^{14}\text{N-}$ и $^{56}\text{Fe-Em}$ взаимодействиях. Кривая - формула (3.7)

соударения в формировании быстрых частиц конечного состояния рас-
считываемых реакций (см. также /60/).

3.1.2. Сильноионизирующие частицы

Средние множественности "черных" и "серых" треков в столкно-
вениях ядра ^{56}Fe с различными компонентами эмульсии приведены
в табл. 10. В таблице 14 представлены средние $\langle n_b \rangle$, $\langle n_g \rangle$
и их отношение $\langle n_b \rangle / \langle n_g \rangle$ для соударений протонов, ядер
 ^{14}N и ^{56}Fe в эмульсии. Эти данные обнаруживают следующие эм-
пирические закономерности.

Для b - частиц :

а) множественность наиболее медленных продуктов фрагментации
ядра-мишени $\langle n_b \rangle$ очень слабо зависит от A_p (табл. 14).
При сравнении столкновений различных ядер со сложной мишенью сле-
дует иметь в виду, однако, что вероятности взаимодействия с раз-
личными ее компонентами существенно неодинаковы. Так, вероятность
неупругого взаимодействия p , ^{14}N и ^{56}Fe со свободным во-
дородом эмульсии составляет 4, 11 и 17% соответственно. При этом
средняя масса ядра-мишени с увеличением A_p несколько пада-
ет, а энергия возбуждения на единицу массы среднего ядра-мишени
должна слабо расти. Таким образом, для определенных выводов об
 A_p - зависимости множественностей желательно рассмотрение ан-
самблей с фиксированными (или хотя бы близкими по A_T) массо-
выми числами ядер-мишеней. В таблице 13 представлены значения по-
казателя степени $\alpha^p_{\langle n_b \rangle}$ в степенной зависимости $\langle n_b \rangle \sim A_p^{\alpha}$
для Fe-CNO и Fe-AgBr соударений. Эти показатели для
ядер-снарядов ^{14}N и ^{56}Fe в пределах экспериментальных погреш-
ностей равны нулю. Таким образом, средние возбуждения остаточных
ядер-мишеней в обоих случаях - одного порядка, хотя числа нукло-
нов в них должны заметно различаться, об этом свидетельствуют, в

Таблица 14

Средние множественности сильноионизирующих частиц в соударениях p , ^{14}N и ^{56}Fe в эмульсии

Ансамбль	$\langle n_b \rangle$	$\langle n_g \rangle$	$\langle n_b \rangle / \langle n_g \rangle$
$p - \text{Em}$	3.83 ± 0.11	2.53 ± 0.07	1.52 ± 0.08
$^{14}\text{N} - \text{Em}$	4.70 ± 0.15	5.64 ± 0.22	0.83 ± 0.02
$^{56}\text{Fe} - \text{Em}$	4.45 ± 0.14	8.71 ± 0.34	0.51 ± 0.03

частности, существенно различные множественности "выбитых" нуклонов (ниже) ;

б) в отличие от A_p - зависимости, A_T - зависимость $\langle n_b \rangle$ весьма значительна ; показатель степени $\alpha_{\langle n_b \rangle}^T \simeq 0.8$ и слабо зависит от A_p (табл.12) в области, доступной нашему рассмотрению. Отметим, что для нуклон-ядерных взаимодействий в широкой области первичных энергий он $\simeq 2/3$ [7].

Для g - частиц :

а) A_T - зависимость средней множественности "серых" треков весьма значительна и в пределах ошибок совпадает с таковой для $\langle n_b \rangle$ (таблица 12) ;

б) A_p - зависимость $\langle n_g \rangle$ значительно слабее A_T - зависимости ; при этом величина параметра $\alpha_{\langle n_g \rangle}^p$ существенно больше таковой для $\langle n_b \rangle$ и зависит от A_T : $\alpha_{\langle n_g \rangle}^p$ возрастает с увеличением массы мишени (таблица 14).

Если принять во внимание характер A_p - зависимости $\langle n_s \rangle$ (раздел 3.1.1), можно сделать следующий общий вывод : средние множественности вторичных заряженных частиц возрастают с увеличением

A_p тем сильнее, чем больше импульс этих частиц. Напротив, в формировании медленных частиц главную роль играют размеры ядра-

мишени.

Свойства всех сильноионизирующих (h) частиц ($n_h = n_b + n_g$) определяются рассмотренными свойствами b - и g -частиц и представлены в таблицах 10, 14. Обращает на себя внимание существенное изменение доли b - и g -частиц среди всех сильноионизирующих при изменении A_p (табл. 14): отношение $\langle n_b \rangle / \langle n_g \rangle$ уменьшается с ростом A_p .

В таблице II приведены значения удельных множественностей "серых" треков $R'_g = \langle n_g \rangle_{AB} / n_{int}$. Они намного меньше соответствующих $\langle n_g \rangle$ в протон-ядерных соударениях табл. 14, в особенности для случая ядра ^{56}Fe (см. также A_p - и A_T - зависимости R'_g в табл. 12, 13). Зависимость R'_g от $\langle n_{int} \rangle$ имеет сложный характер, вполне аналогичный $\langle n_{int} \rangle$ - зависимости R'_s (рис. 16). Это обстоятельство, а также качественное подобие A_p - зависимостей $\langle n_g \rangle$ и $\langle n_s \rangle$ можно, по-видимому, рассматривать как указание на определенную взаимосвязь механизмов образования g - и s -частиц.

Отметим, что даже при предельно малых значениях $\langle n_{int} \rangle$ средние значения $\langle n_g \rangle$ и $\langle n_s \rangle$ в ^{56}Fe - ядерных взаимодействиях значительно меньше, чем в протон-ядерных. Это обстоятельство отражает хорошо известный факт, что ядро-ядерные соударения с большим зарядом спектаторных фрагментов являются крайне периферическими; в таких крайне периферических соударениях множественности оказываются меньше, чем множественности адрон-ядерного соударения, усредненные по всем прицельным параметрам.

Перейдем к рассмотрению распределений по множественности. На рис. 19 представлены n_b , n_g и n_h - распределения для соударений ядер ^{56}Fe с различными составляющими эмульсии, а на рис. 20 - сравнение этих распределений для p -Em, ^{14}N -Em и ^{56}Fe -Em ансамблей.

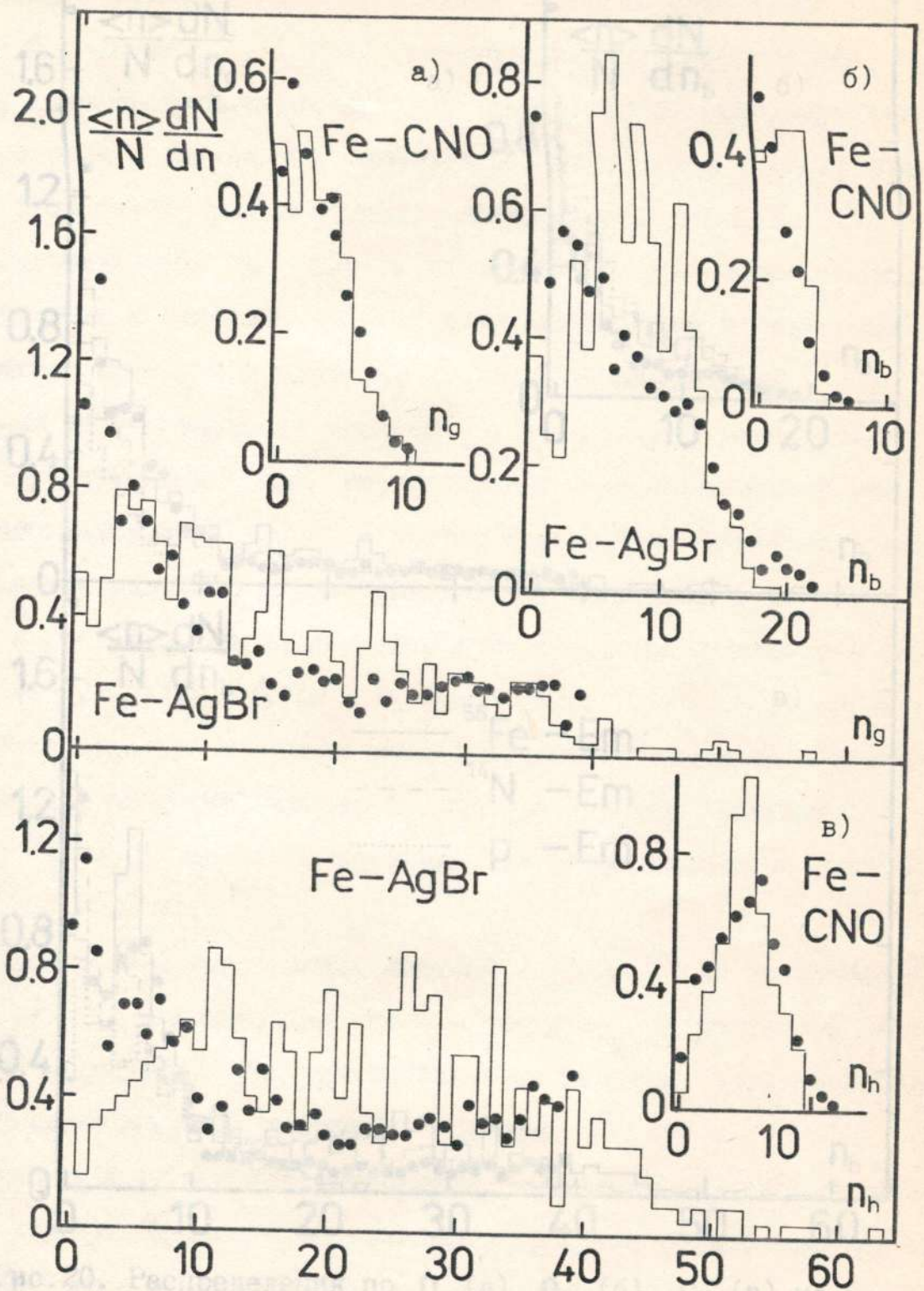


Рис. 19. Распределения по n_g (а), n_b (б), n_h (в) из различных ансамблей $^{56}\text{Fe}-\text{Em}$ соударений. Точки - каскадная модель (см. раздел 3.3)

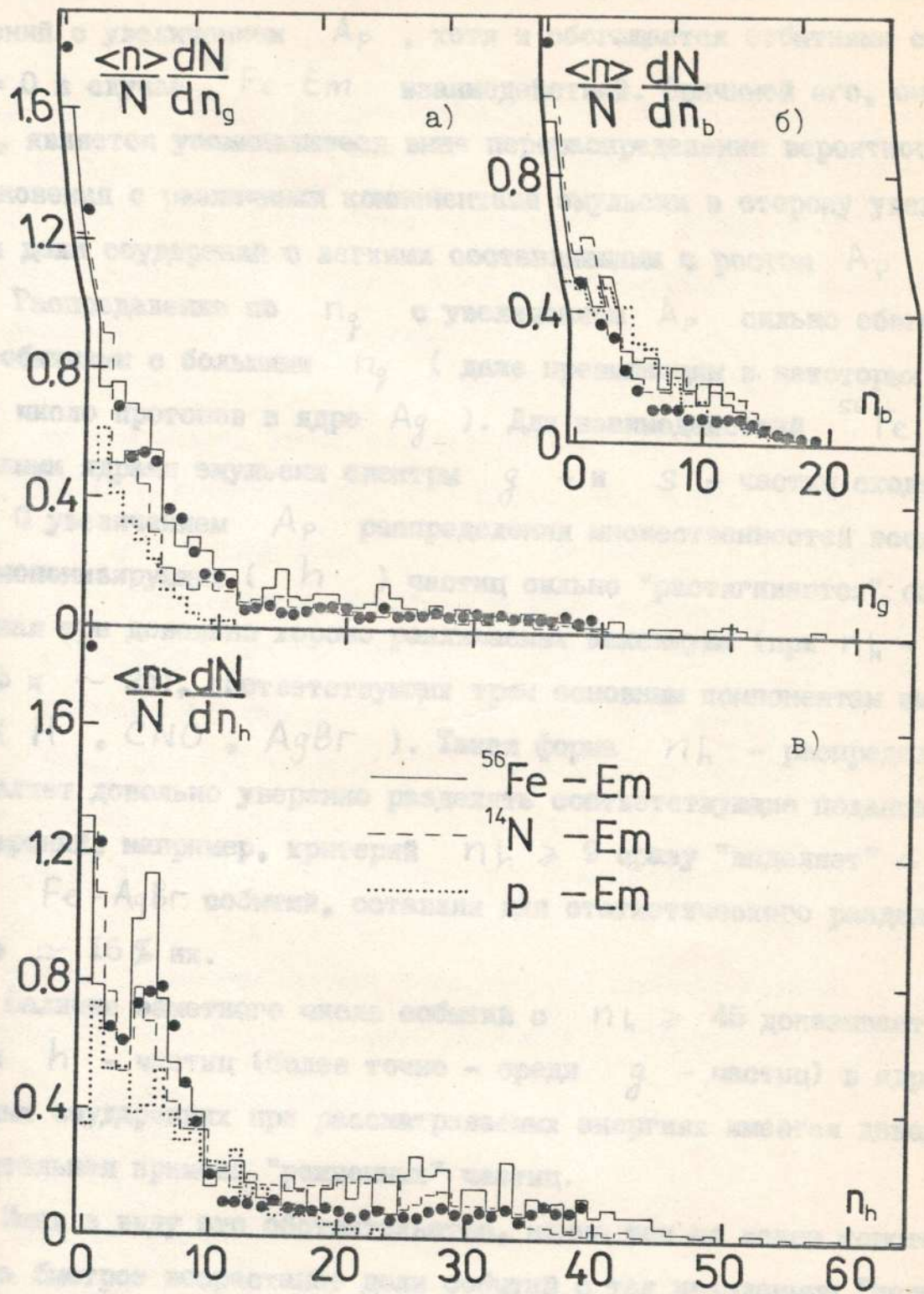


Рис. 20. Распределения по n_g (а), n_b (б), n_h (в) из p -, ^{14}N -, ^{56}Fe -Em соударений. Точки - каскадная модель (см. раздел 3.3)

Форма n_b - распределения не претерпевает существенных изменений с увеличением A_p , хотя и обогащается событиями с $n_b = 0$ в случае $^{56}\text{Fe}-\text{Em}$ взаимодействий. Причиной его, очевидно, является упоминавшееся выше перераспределение вероятностей столкновения с различными компонентами эмульсии в сторону увеличения доли соударений с легкими составляющими с ростом A_p .

Распределение по n_g с увеличением A_p сильно обогащается событиями с большими n_g (даже превышающим в некоторых случаях число протонов в ядре A_g). Для взаимодействий ^{56}Fe с тяжелыми ядрами эмульсии спектры g - и s - частиц сходны.

С увеличением A_p распределения множественностей всех сильноионизирующих (h) частиц сильно "растягиваются", обнаруживая три довольно хорошо различаемых максимума (при $n_h = 0, \sim 5$ и ~ 25), соответствующих трем основным компонентам эмульсии ($H, \text{CNO}, \text{AgBr}$). Такая форма n_h - распределения позволяет довольно уверенно разделять соответствующие подансамбли соударений, например, критерий $n_h \geq 9$ сразу "выделяет" $\approx 84\%$ всех $\text{Fe}-\text{AgBr}$ событий, оставляя для статистического разделения всего $\approx 16\%$ их.

Наличие заметного числа событий с $n_h \geq 45$ доказывает, что среди h - частиц (более точно - среди g - частиц) в ядроядерных соударениях при рассматриваемых энергиях имеется довольно значительная примесь "рожденных" частиц.

Имея в виду это обстоятельство, можно тем не менее констатировать быстрое возрастание доли событий с так называемым "полным развалом" ядра-мишени. Например, доля событий с $n_h \geq 35$ возрастает с увеличением A_p достаточно быстро: ~ 0 для $p-\text{Em}$, 0.04 для $^{14}\text{N}-\text{Em}$ и, наконец, 0.10 для $^{56}\text{Fe}-\text{Em}$ соударений.

$$f = \ln \frac{1}{2} (1/2) = (1/2) \ln [(P+P_0)/(P-P_0)] \quad (2.8)$$

3.1.3. Корреляции между множествами различных типов частиц

На рисунках 21-23 представлены примеры корреляционных зависимостей типа $\langle n_i(n_j) \rangle$ ($i, j = s, g, b, h$). Можно надеяться, что эти зависимости более чувствительны к различным механизмам генерации частиц и фрагментации ядер в ядро-ядерных взаимодействиях, чем распределения по множествностям.

В отличие от p -Em соударений при 2.26 ГэВ/с [9], в которых, как отмечалось выше, процесс поглощения s - частиц доминирует над их мультипликацией при прохождении через ядерное вещество, в ^{56}Fe -Em соударениях $\langle n_s \rangle$ возрастает с увеличением числа сильноионизирующих частиц (за исключением области больших n_b , где виден эффект "насыщения", обусловленный конечностью числа нуклонов в ядрах-мишенях, как это имеет место в hA взаимодействиях большой энергии [7]). Аналогично поведение обратных зависимостей $\langle n_i(n_s) \rangle$ ($i = b, g, h$).

Различие в форме корреляционных зависимостей $\langle n_i(n_j) \rangle$ в p -Em и ^{56}Fe -Em взаимодействиях также противоречит простейшим суперпозиционным схемам ядро-ядерных взаимодействий, не учитывающим эффекты, обусловленные законами сохранения и экранировки.

3.2. Угловые распределения

3.2.1. Релятивистские частицы

Угловые распределения вторичных частиц — наиболее простой и распространенный (а в сверхускорительной области — практически единственный) источник информации об одночастичных спектрах. Для релятивистских частиц наиболее популярной угловой переменной служит так называемая псевдобыстрота

$$\eta = \ln \operatorname{ctg}(\theta/2) = (1/2) \ln [(p + p_{||}) / (p - p_{||})] \quad (3.8)$$

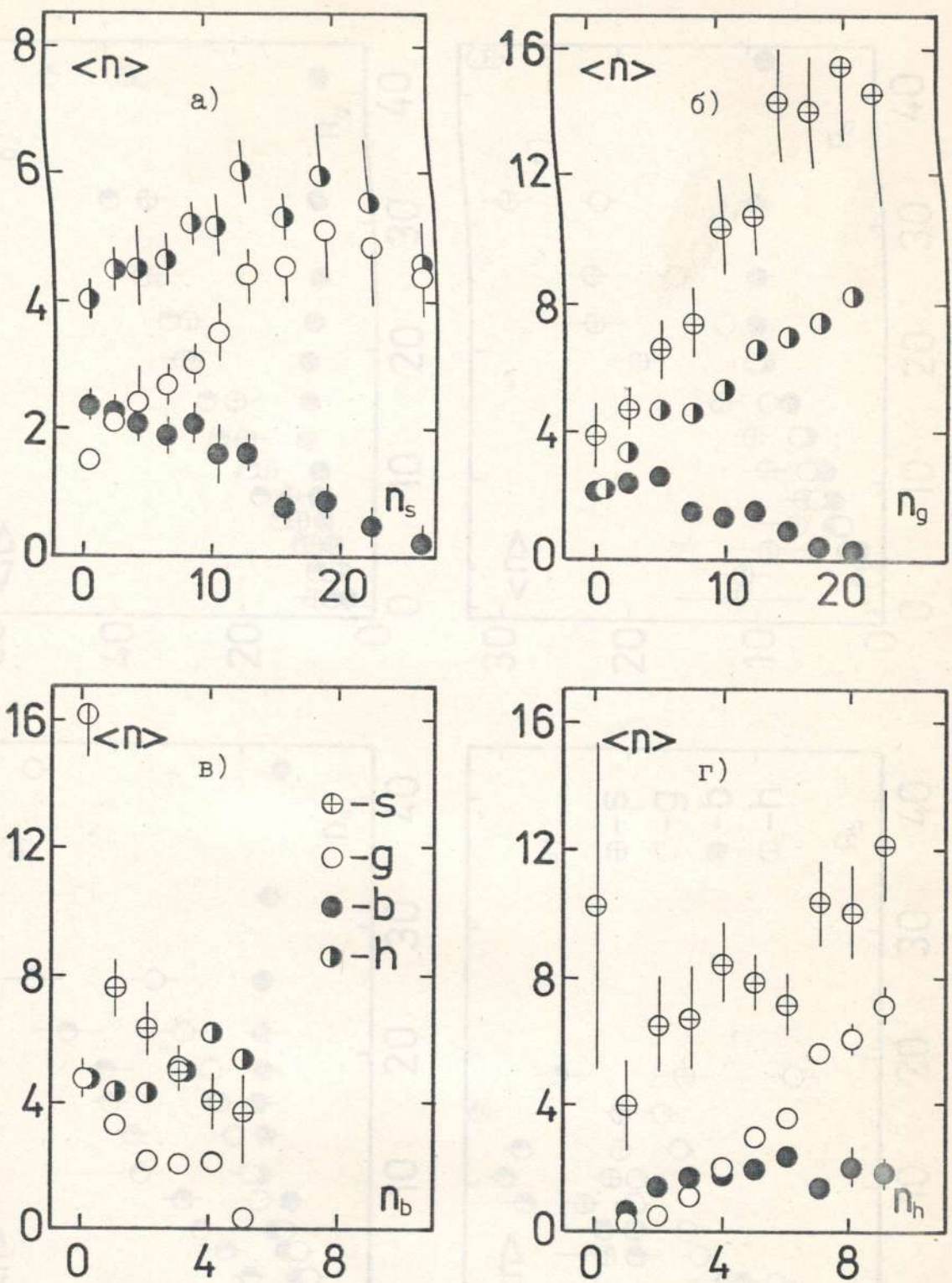


Рис.2I. Корреляционные зависимости $\langle n_i(n_j) \rangle$ в $^{56}\text{Fe-CNO}$ соударениях

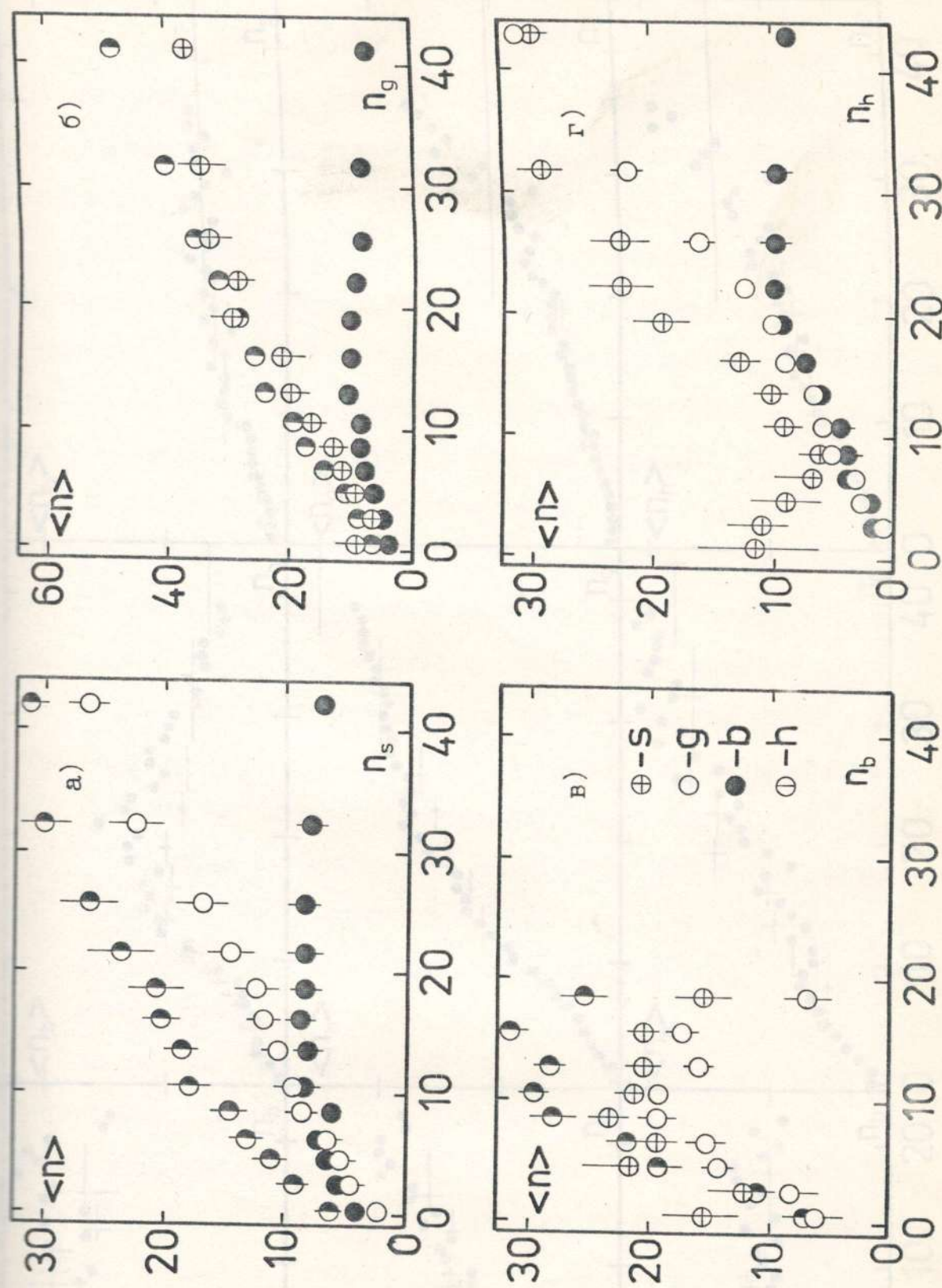


Рис. 22. Корреляционные зависимости $\langle n_i \rangle$ в Fe-AgBr соударениях

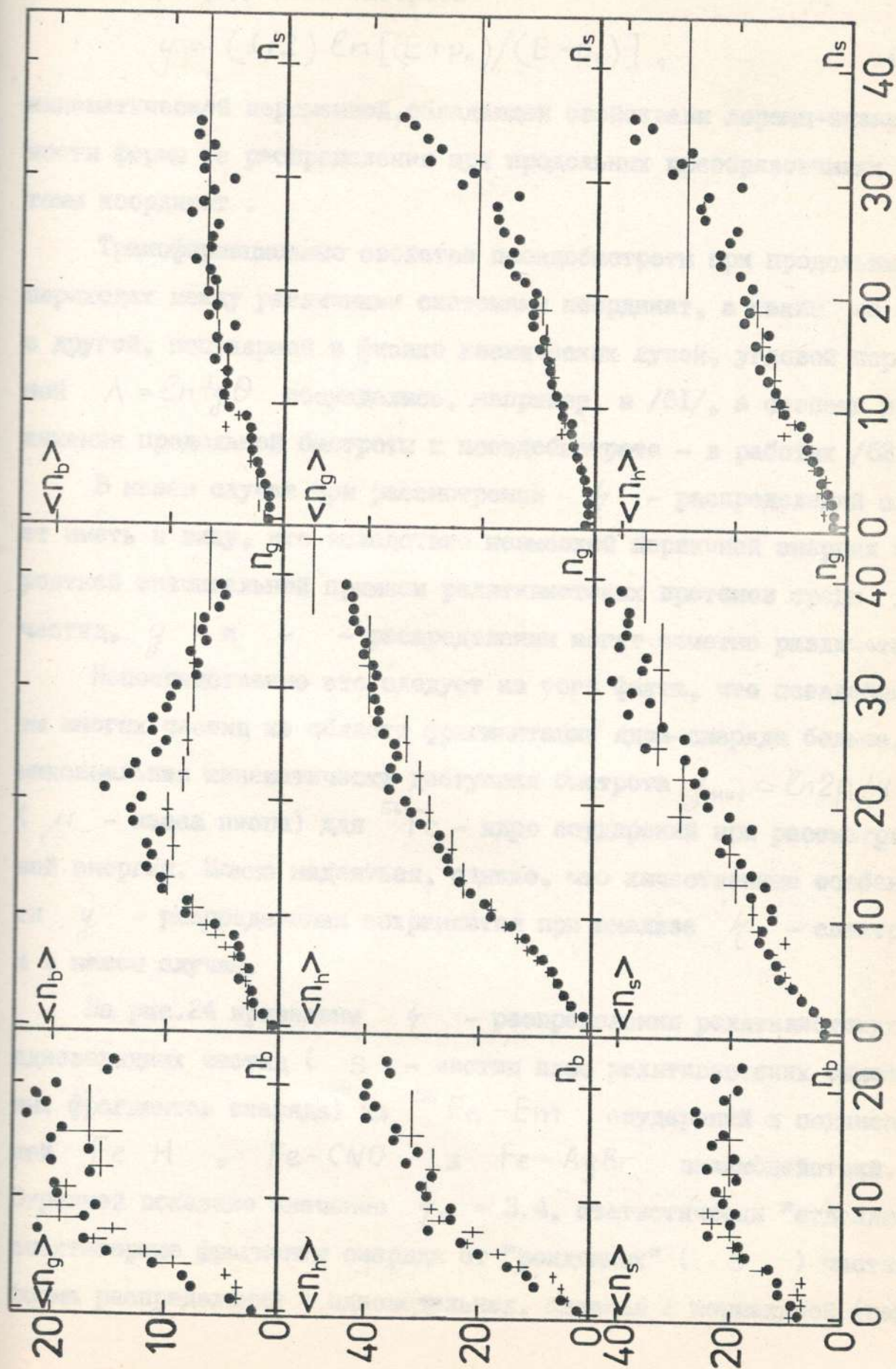


Рис. 23. Корреляционные зависимости $n_i(n_j)$ в Fe-Em соударениях. Точки - каскадная модель

($p_{||}$ - продольный импульс), являющаяся для пионов хорошим приближением к продольной скорости

$$y = (1/2) \ln[(E + p_{||}) / (E - p_{||})], \quad (3.9)$$

кинематической переменной, обладающей свойствами лоренц-инвариантности формы ее распределения при продольных преобразованиях системы координат.

Трансформационные свойства псевдоскорости при продольных переходах между различными системами координат, а также её связь с другой, популярной в физике космических лучей, угловой переменной $\lambda = \ln \tan \theta$ обсуждались, например, в /61/, а степень приближения продольной скорости к псевдоскорости - в работах /62-63/.

В нашем случае при рассмотрении ζ - распределений следует иметь в виду, что вследствие невысокой первичной энергии и вероятной значительной примеси релятивистских протонов среди S - частиц, y - и ζ - распределения могут заметно различаться.

Непосредственно это следует из того факта, что псевдоскорости многих частиц из области фрагментации ядра-снаряда больше, чем максимальная кинематически доступная скорость $y_{\max} = \ln 2p_0/m = 3.6$ (m - масса пиона) для ^{56}Fe - ядро соударений при рассматриваемой энергии. Можно надеяться, однако, что качественные особенности y - распределения сохраняются при анализе ζ - спектров и в нашем случае.

На рис. 24 приведены ζ - распределения релятивистских однозарядных частиц (S - частиц плюс релятивистских однозарядных фрагментов снаряда) из $^{56}\text{Fe} - \text{Em}$ соударений и подансамблей $\text{Fe} - \text{H}$, $\text{Fe} - \text{CNO}$ и $\text{Fe} - \text{AgBr}$ взаимодействий. Стрелкой показано значение $\zeta_0 = 3.4$, статистически "отделяющее" спектаторные фрагменты снаряда от "рожденных" (S) частиц. Форма распределений - одномодальная, близкая к нормальной (гаус-

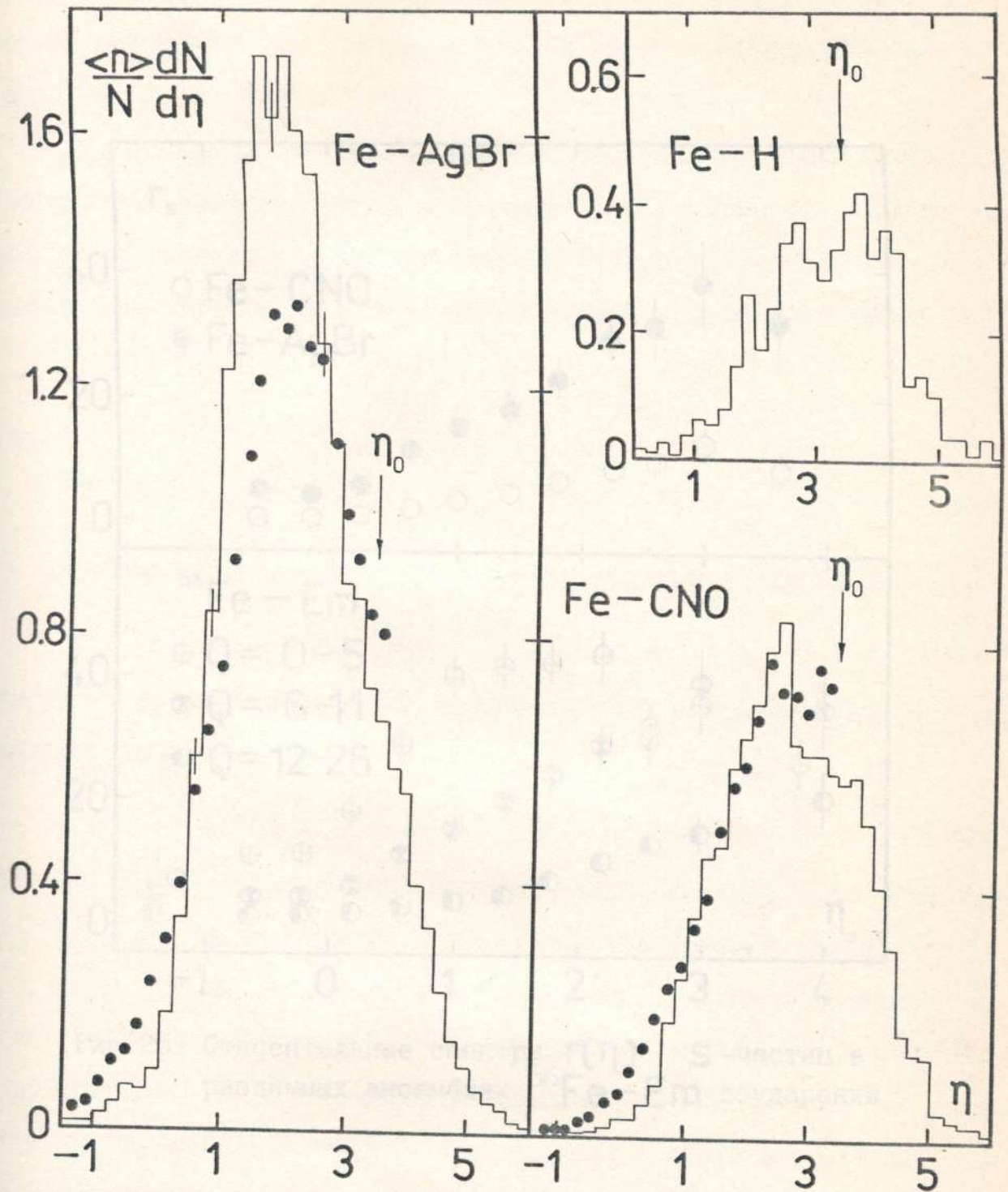


Рис. 24. η -распределения релятивистских частиц в различных ансамблях $^{56}\text{Fe} - \text{Em}$ соударений. Точки - каскадная модель (см. раздел 3.3)

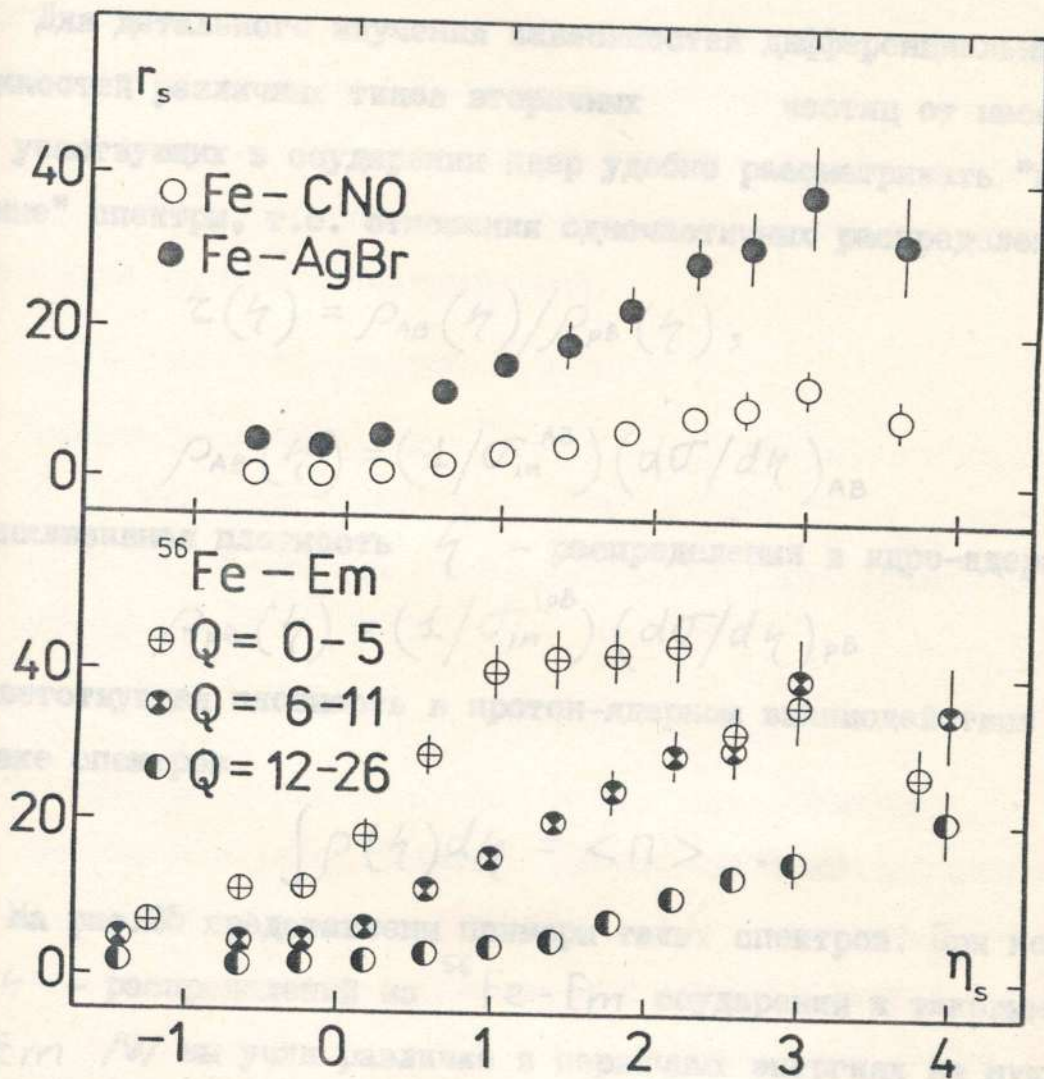


Рис.25. Относительные спектры $\Gamma(\eta)$ S-частиц в различных ансамблях $^{56}\text{Fe-Em}$ соударений

совой) и характеризуется заметным сдвигом в сторону меньших значений ζ при увеличении A_T (средние значения $\langle \zeta \rangle$ равны, соответственно, $2,44 \pm 0,04$, $2,13 \pm 0,02$ и $1,78 \pm 0,01$ для S -частиц из $Fe-H$, $Fe-CNO$ и $Fe-AgBr$ соударений, см. также /49/).

Для детального изучения зависимостей дифференциальных множественностей различных типов вторичных частиц от массовых чисел участвующих в соударении ядер удобно рассматривать "нормированные" спектры, т.е. отношения одночастичных распределений вида

$$z(\zeta) = \rho_{AB}(\zeta) / \rho_{PB}(\zeta), \quad (3.10)$$

где

$$\rho_{AB}(\zeta) = (1/\sigma_{in}^{AB}) (d\sigma/d\zeta)_{AB} \quad (3.11)$$

- инклюзивная плотность ζ - распределения в ядро-ядерном, а

$$\rho_{PB}(\zeta) = (1/\sigma_{in}^{PB}) (d\sigma/d\zeta)_{PB} \quad (3.12)$$

- соответствующая плотность в протон-ядерном взаимодействии при нормировке спектров

$$\int \rho(\zeta) d\zeta = \langle n \rangle. \quad (3.13)$$

На рис.25 представлены примеры таких спектров. При нормировке ζ - распределений из $^{56}Fe-Em$ соударений к таковым из $p-Em$ /9/ мы учли различие в первичных энергиях на нуклон в этих ансамблях, "сдвинув" ζ - распределение в последнем в сторону меньших ζ (используя предположение, аналогичное так называемому "скейлингу в средних") и приняв во внимание разницу в множественностях S -частиц в $p-Em$ соударениях при $T = 1.7$ и 2.66 ГэВ в соответствии с зависимостью $n_s(T)$ из /6/.

Из данных рис.25 следует, что $z(\zeta)$ сильно зависит от ζ : при малых ζ $z(\zeta)$ намного меньше, чем $\langle n_{int} \rangle$ (см. табл.II); монотонно возрастая с увеличением ζ , $z(\zeta)$ достигает

значений, существенно больших, чем $\langle n_{int} \rangle$ в области фрагментации снаряда. Таким образом, не обнаруживая кардинального противоречия с данными по множественности релятивистских частиц (раздел 3.1.1), "суперпозиционный" принцип вступает в противоречие с экспериментальными данными по угловым распределениям: ядро-ядерное соударение при рассматриваемых энергиях нельзя свести к некогерентной сумме нуклон-ядерных.

Относительные спектры типа показанных на рис. II представляют-ся нам наиболее критичными к выбору между различными подходами к теории ядро-ядерных взаимодействий.

3.2.2. Сильноионизирующие частицы

Угловые распределения b - и g - частиц (по переменной $\cos \theta$) для соударений p -, ^{14}N - и ^{56}Fe - Em представлены на рис. 26-27. В табл. 15 приведены значения коэффициента асимметрии "вперед-назад"

$$\gamma = (N_{\theta < \pi/2} - N_{\theta > \pi/2}) / N_{\theta \leq \theta \leq \pi} \quad (3.14)$$

этих распределений на легких и тяжелых ядрах-мишенях.

Как видно из представленных данных, угловые распределения g - частиц обнаруживают заметную A_p - зависимость: с увеличением A_p возрастает угловая коллимация "вперед" (растет γ_g). Этот эффект, хотя и в значительной более слабой степени, можно отнести и для b - частиц. Одной из причин этого эффекта может служить уже упоминавшаяся "перекачка" рожденных частиц (пионов) в сильноионизирующие частицы.

Можно заметить и A_T - зависимость коэффициентов γ_b и γ_g : для легких ядер-мишеней асимметрия несколько сильнее, чем для тяжелых, что может служить указанием на эффекты перераспределения при прохождении медленных частиц через ядерное вещество.

Особенно большое значение коэффициент асимметрии γ_g имеет

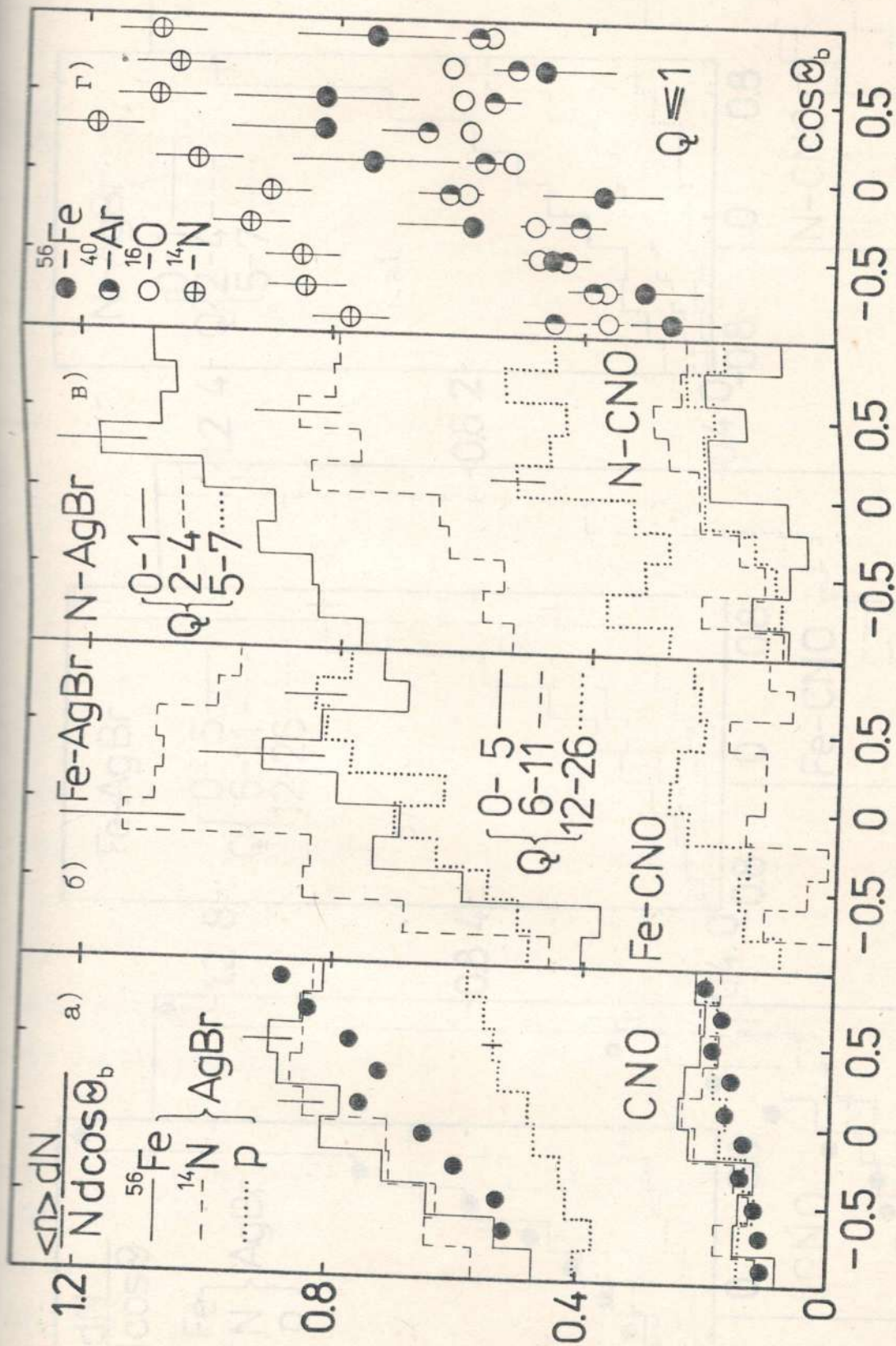


Рис. 26. Угловые распределения b -частиц из различных ансамблей соударений протонов и ядер ^{14}N , ^{16}O и ^{40}Ar [64], ^{56}Fe при близких энергиях. Точки (а) - каскадная модель (см. раздел 3.3)

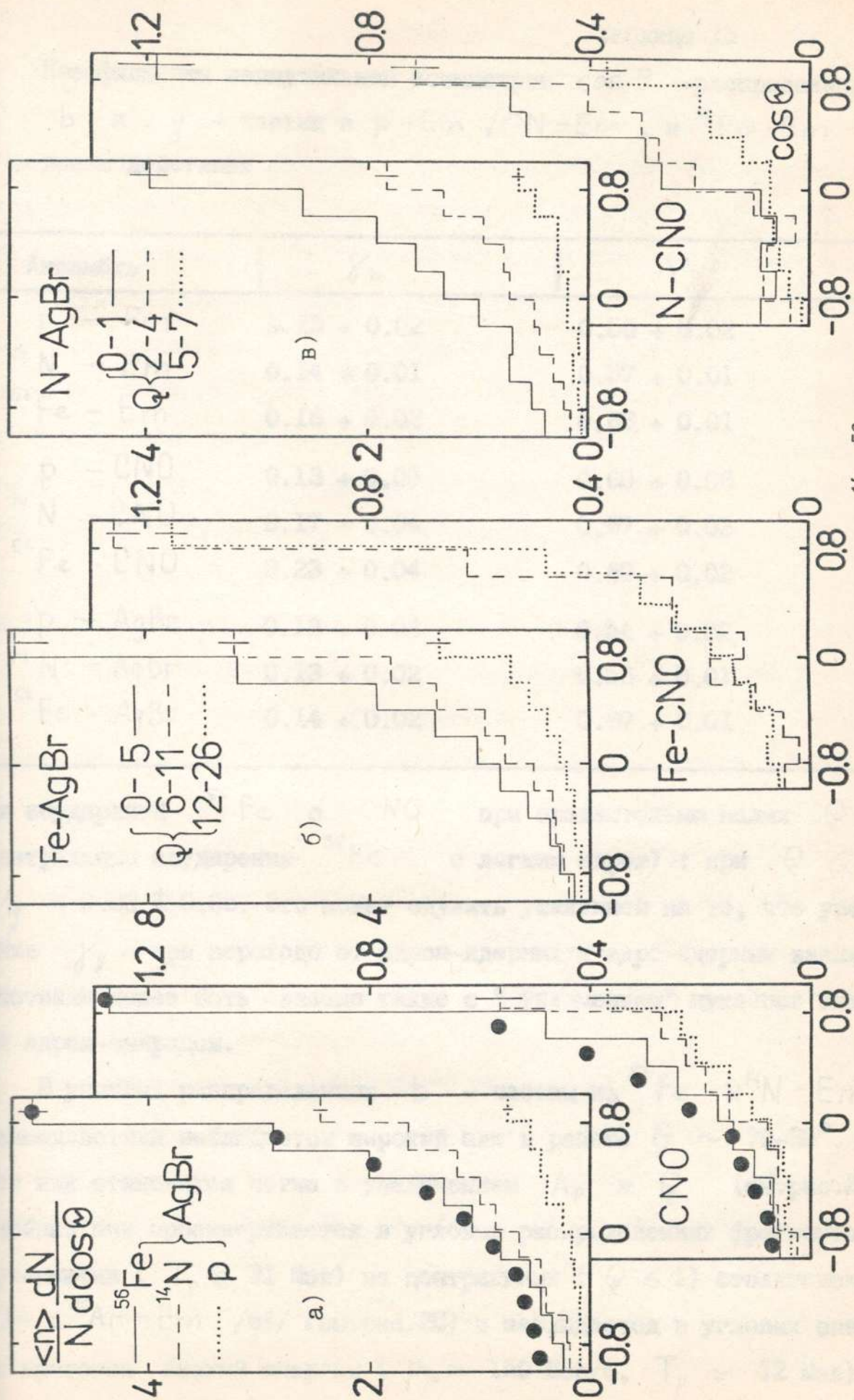


Рис. 27. Угловые распределения d-частиц из различных ансамблей ^{14}N - ^{56}Fe -Em соударений
Точки - каскадная модель (см. раздел 3.3)

Таблица 15

Коэффициенты азимутальной асимметрии $\cos \theta$ -распределения b - и g - частиц в p -Em, ^{14}N -Em, и ^{56}Fe -Em взаимодействиях

Ансамбль	γ_b	γ_g
p - Em	0.13 ± 0.02	0.55 ± 0.02
^{14}N - Em	0.14 ± 0.01	0.57 ± 0.01
^{56}Fe - Em	0.16 ± 0.02	0.68 ± 0.01
p - CNO	0.13 ± 0.05	0.60 ± 0.06
^{14}N - CNO	0.17 ± 0.04	0.67 ± 0.03
^{56}Fe - CNO	0.23 ± 0.04	0.69 ± 0.02
p - AgBr	0.13 ± 0.02	0.54 ± 0.02
^{14}N - AgBr	0.13 ± 0.02	0.56 ± 0.01
^{56}Fe - AgBr	0.14 ± 0.02	0.67 ± 0.01

для соударений ^{56}Fe с CNO при сравнительно малых Q (центральные соударения ^{56}Fe с легким ядром) : при $Q \leq 11$ $\gamma_g = 0.80 \pm 0.05$. Это может служить указанием на то, что увеличение γ_g при переходе от адрон-ядерных к ядро-ядерным взаимодействиям может быть связано также с "увлечением" нуклонов мишенью ядром-снарядом.

В угловых распределениях b - частиц из ^{56}Fe - и ^{14}N - Em взаимодействий наблюдается широкий пик в районе $\theta \sim 70-80^\circ$. Этот пик становится четче с увеличением A_p и Q (см.рис.26). Подобный пик просматривается в угловых распределениях фрагментов ядра-мишени ($T_p \leq 31$ Мэв) из центральных ($Q \leq 1$) столкновений ^{16}O - и ^{40}Ar - Em /64/ (см.рис.26) и наблюдается в угловых спектрах протонов низкой энергии ($p_p \approx 150$ Мэв/с, $T_p \approx 12$ Мэв)

/65/. В /66,67/ такой пик был интерпретирован как эффект бокового выплескивания коллективного потока нуклонов. При малых параметрах ядро-ядерных взаимодействий ядро-мишень получает толчок (импульс) от налетающего ядра, особенно в области перекрытия. Неперекрывающаяся область такого толчка не получает: скорее всего она должна выталкиваться (выдавливаться) в сторону. Это боковое выплескивание коллективного потока нуклонов ожидается в области фрагментов низкой энергии, поскольку неперекрывающаяся область является, в основном, spectatorной. В /67/ отмечается, что расчеты, выполненные на основе моделей другого типа, чем гидродинамические (например, /68/), не предсказывают подобного "бокового" пика. Следует сказать, что проводимые в настоящее время обсуждения гидродинамических эффектов являются еще поверхностными и требуют дальнейших исследований. Вполне возможно, что наблюдаемый пик в угловых распределениях b - частиц можно объяснить наличием поперечного движения у фрагментирующей части ядра-мишени, которое уже обсуждалось нами в разделах 2.3-2.4 для ядра-снаряда.

На рис.28 представлена зависимость относительных спектров
$$z(\cos\theta) = \rho_{AB}(\cos\theta) / \rho_{NB}(\cos\theta)$$
 от $\cos\theta$ для b - и g - частиц из различных подансамблей ^{56}Fe - ядро соударений. Данные этого рисунка обнаруживают две интересные особенности, не отмечавшиеся ранее при рассмотрении неупругих соударений легких ядер-снарядов в эмульсии /9,69/.

I) Отношение $z(\cos\theta)$ имеет широкий максимум при $\theta_b \sim \pi/2$ (тенденция к "боковому" вылету "черных" треков). Этот эффект может быть частично связан как с тривиальными кинематическими причинами (например, уже обсуждавшимся выше наличием поперечного импульса у фрагментирующего остаточного ядра-мишени; см. раздел 2.3-2.4), так и с динамическими причинами типа образования ядерных ударных волн (ЯУВ). Второе объяснение кажется, однако, маловероят-

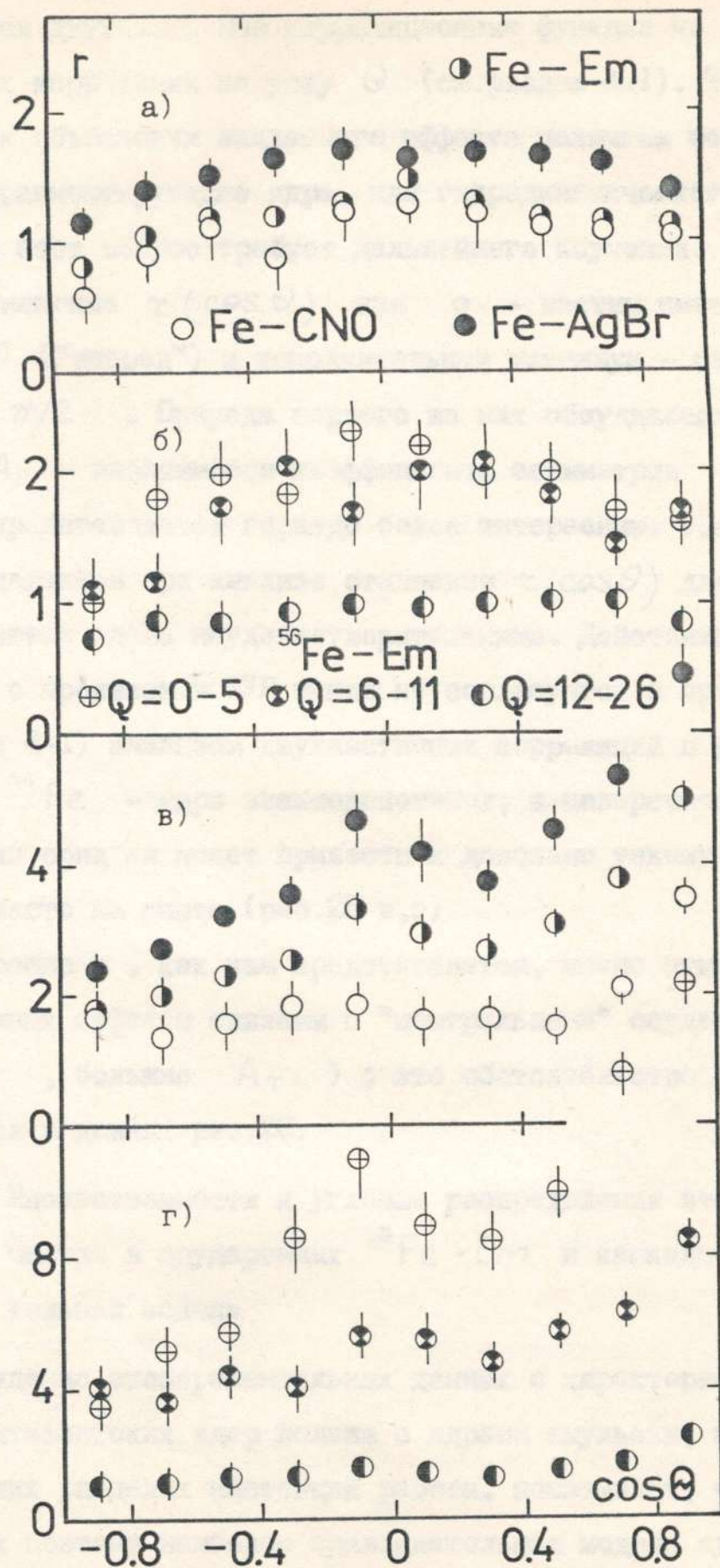


Рис.28. Относительные спектры b^- (а,б) и g^- -частиц (в,г) в различных ансамблях Fe-Em соударений

ным, так как двухчастичные корреляционные функции не обнаруживают заметных корреляций по углу θ (см. раздел 4.1). Что касается возможности объяснения ожидаемого эффекта наличием поперечного движения фрагментирующего ядра, или гидродинамического "выплеска" (выше), то этот вопрос требует дальнейшего изучения.

2) Отношение $\tau(\cos \theta)$ для g - частиц имеет максимум при $\theta \sim 0$ ("вперед") и дополнительный максимум - особенность при $\theta \sim \pi/2$. Природа первого из них обсуждалась выше при анализе A_p - зависимости коэффициента асимметрии γ_2 , второй максимум представляется гораздо более интересным. Оба предположения, обсуждавшиеся при анализе отношения $\tau(\cos \theta)$ для b - частиц, представляются здесь неудовлетворительными. Действительно, предположение о проявлении ЯУВ также не согласуется с приведенным (см. раздел 4-1) анализом двухчастичных корреляций в рассматриваемых здесь ^{56}Fe - ядро взаимодействиях, а поперечное движение ядра-мишени вряд ли может привести к довольно узкому максимуму, имеющему место на опыте (рис. 28 в, г).

Интересно и, как нам представляется, важно отметить, что оба указанных эффекта связаны с "центральными" соударениями ядер (малые θ , большие A_T); это обстоятельство отчетливо усматривается в данных рис. 28.

3.3. Множественности и угловые распределения вторичных частиц в соударениях $^{56}\text{Fe} - \text{Em}$ и каскадно-испарительная модель

Обсуждение экспериментальных данных о характеристиках соударений релятивистских ядер железа с ядрами эмульсии, проведенное в предыдущих разделах настоящей работы, показывает, что наиболее простая, и поэтому наиболее привлекательная модель ядро-ядерных взаимодействий - суперпозиционная - оказывается не в состоянии

описать ряд важных количественных и качественных черт процесса взаимодействия. К ним, в первую очередь, относятся форма распределений по множественности заряженных частиц и характер зависимости угловых распределений от массовых чисел сталкивающихся частиц. К очевидным недостаткам суперпозиционной модели относятся неучет формы распределения по прицельным параметрам ядро-ядерного соударения (т.е. "геометрии" столкновения) и опосредственный усредненный учет таких факторов, как процессы поглощения и рождения частиц, действие законов сохранения энергии — импульса в перерассеяниях и т.д., которые безусловно играют большую роль при рассматриваемых нами энергиях и для таких протяженных объектов, как атомные ядра. Поэтому представляет значительный интерес сопоставление полученных экспериментальных данных с результатами расчетов по детально разработанной в работах /70,71/ каскадно-испарительной модели, в которой отсутствуют отмеченные выше тривиальные недостатки. Такое сравнение необходимо и для решения наиболее интересной проблемы поиска и изучения тех черт соударения ядро-ядро, которые делают его фундаментальным, т.е. несводимым к адрон-нуклонным и (или) адрон-ядерным взаимодействиям.

Дубненская версия каскадно-испарительной модели /70,71/ рассматривает ядро-ядерное взаимодействие как последовательность двухчастичных столкновений. Ее математическую основу составляет линеаризованное (за счет пренебрежения взаимодействиями между рожденными каскадными частицами) релятивистское уравнение Больцмана. В модели учтены процессы множественного образования пионов и их поглощение, трейлинг-эффект и принцип Паули, диффузность распределения плотности и потенциала ядра. Важными особенностями дубненской версии модели являются эффективный учет взаимодействия нуклонов в конечном состоянии, приводящего к их коалесценции в сложные фрагменты /71.72/, и учет эффектов предравновесной эмиссии частиц

из высоковозбужденных остаточных ядер как снаряда, так и мишени после завершения быстрой каскадной стадии взаимодействия /71,73/. Следует подчеркнуть, что два последних эффекта совместно с трейлинг-эффектом не позволяют свести ядро-ядерные взаимодействия к простой суперпозиции независимых адрон-нуклонных и адрон-ядерных соударений.

Для рассматриваемых нами $^{56}\text{Fe} - \text{Em}$ соударений расчеты по этой модели были выполнены методом Монте-Карло*, что позволило воспроизвести условия идентификации заряженных вторичных частиц и учесть экспериментальные ограничения.

Сравнение экспериментальных значений сечений взаимодействия ядер железа в эмульсии с расчетными (таблица 3) показывает, что хотя каскадная модель систематически завышает на (10-20%) σ_{in} , теоретические относительные веса соударений с различными ядрами эмульсии оказываются близкими к экспериментальным. Следует, разумеется, отметить, что в расчетах предполагалось, что сталкивающиеся ядра движутся по прямолинейным траекториям; учет кулоновских траекторий может, в принципе, привести к некоторому уменьшению сечений взаимодействия за счет увеличения прозрачности ядер при крайне периферических соударениях.

В таблице 10 и на рис. 17, 19, 20, 23 в качестве примера мы проводим сравнение различных характеристик распределений по множественностям заряженных частиц из $^{56}\text{Fe} - \text{Em}$ соударений с предсказаниями каскадно-испарительной модели. Это сравнение приводит к следующим выводам.

* Автор диссертации благодарен В.Д.Тонееву и К.К.Гудиме за предоставление результатов расчета характеристик $^{56}\text{Fe} - \text{Em}$ соударений, выполненных по каскадной модели.

1. В каскадно-испарительной модели средние множественности заряженных частиц из различных групп соударений ядер железа с ядрами находятся в разумном согласии с экспериментальными данными; исключение, впрочем, составляют средние множественности наиболее медленных продуктов фрагментации мишени ($\langle n_b \rangle$), которые в модели оказываются заметно ниже, чем в эксперименте.

2. Модель в целом довольно успешно воспроизводит общую форму распределений по множественности заряженных частиц и корреляции между множественностями различных типов частиц, следует, однако, отметить, что для соударений с тяжелыми ядрами эмульсии каскадная модель предсказывает больший вклад событий с малой ($n_i \leq 5$) множественностью, чем наблюдается на опыте.

Сравнение предсказаний каскадно-испарительной модели с экспериментальными данными по угловым распределениям заряженных частиц иллюстрируется, в качестве примера, рисунками 24, 26-27. Видно, что модель довольно хорошо описывает угловые распределения релятивистских (S) частиц как для соударений со всеми ядрами эмульсии, так и для $Fe-CNO$ и $Fe-AgBr$ взаимодействий. Что же касается сильноионизирующих частиц, здесь необходимо обратить внимание на то, что модель не воспроизводит угловые распределения b - частиц; особенно четко это проявляется для соударений ядер железа с тяжелыми ядрами эмульсии. Речь идет о широком максимуме в угловом распределении b - частиц, обсуждавшемся нами ранее в разделе 3.2.2. Это обстоятельство представляется нам важным по следующим причинам. Дело в том, что как видно из рис. 26, в каскадно-испарительной модели угловые распределения b - частиц очень слабо зависят от массового числа ядра-снаряда и практически одинаковы для соударений протонов и ядер железа с тяжелыми ядрами эмульсии, в то время как экспериментальные данные показывают качественное изменение формы распределения с увеличением A_p .

В работе /71/ отмечалось, что в центральных столкновениях релятивистских тяжелых ионов эффекты, подобные гидродинамическому ядерному "отскоку", могут присутствовать и в каскадно-испарительном подходе, если учесть, что сталкивающиеся ядра движутся по кулоновским, а не прямолинейным траекториям. Поэтому можно было бы предположить, что именно это обстоятельство и отвечает за наблюдаемый максимум углового распределения b - частиц. Здесь, однако, надо учитывать, что в отличие от формы углового распределения b - частиц, которое сильно зависит от A_p , величина поперечного импульса, передаваемого фрагментирующему остаточному ядру, довольно слабо зависит от массового числа ядра-партнера (см. например, данные об A_p - зависимости $q_{\perp}$, представленные во второй главе настоящей работы). Поэтому возможность описания характера зависимости формы углового распределения b - частиц от A_p только за счет введения кулоновских траекторий представляется нам весьма проблематичной.

Подытоживая наше обсуждение, можно заключить, что, хотя каскадная модель с учетом предравновесной эмиссии частиц и коалесценции быстрых нуклонов в сложные фрагменты в целом правильно отражает характер протекания процесса взаимодействия двух ядер при рассматриваемых энергиях, в экспериментальных данных проявляется наличие эффектов, наиболее адекватная интерпретация которых может быть дана, по нашему мнению, в рамках представлений о коллективных свойствах сталкивающихся ядер.

ГЛАВА IV. КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Многочастичный корреляционный анализ, успешно используемый при изучении hA взаимодействий /5,7,46/, в последнее время находит все более широкое и успешное применение при исследовании ядро-ядерных соударений с энергией несколько ГэВ на нуклон снаряда /74/.

В ядро-ядерных соударениях корреляционные явления, которые могут иметь место между вторичными заряженными частицами, более разнообразны, чем в hA взаимодействиях. Так, можно изучать корреляции не только среди "рожденных" частиц или фрагментов ядра-мишени (b -, g - частиц), но и среди фрагментов ядра-снаряда f - частиц; о них уже речь шла в 2.3-2.4, а также среди частиц, образованных в различных кинематических областях соударений. В дальнейшем будем различать "внутригрупповые" корреляции-корреляции между частицами одного типа (например - между рожденными S - частицами) и "межгрупповые" корреляции, т.е. между частицами "разных" типов (например между фрагментами ядра-снаряда f - частицами и фрагментами ядра-мишени - g -, b -, h - частицами).

Анализ результатов применения стандартного аппарата корреляционных функций к изучению hN взаимодействий показал, что корреляционные функции чувствительны не только к корреляциям частиц из одного акта соударения (очевидно, именно они и представляют предмет исследования), но и к степени неоднородности событий, составляющих изучаемый ансамбль (инклюзивный, полуинклюзивный или даже эксклюзивный).

При анализе же AB соударений выделить события, соответствующие соударениям с фиксированным числом внутриядерных нуклонов в ядро-ядерных соударениях, невозможно, неоднородность событий и связанные с ней псевдокорреляции должны иметь место в любом ан-

самбле АВ взаимодействий даже при едином механизме рождения частиц.

Другое замечание следует сделать в связи с необходимостью учета кинематических корреляций, обусловленных законами сохранения и такими хорошо известными свойствами множественного рождения, как ограниченность поперечных импульсов и выделенность лидирующих (первичных частиц). Поэтому, к результатам, полученным с помощью аппарата корреляционных функций из АВ соударений, следует относиться с крайней осторожностью, сопоставляя их с количественными расчетами в рамках тех или иных моделей.

Возможность обнаружения "короткодействующих" корреляций (преимущественный вылет частиц с близкими значениями какой-либо кинематической переменной, например, скорости) была использована для поиска ядерных ударных волн (ЯУВ) /75/ при столкновении релятивистских ядер и получения дополнительной информации о механизме рождения частиц в этих столкновениях. Общим предсказанием всех моделей ЯУВ /76-79/ является преимущественное испускание частиц-фрагментов ядра-мишени в направлении, перпендикулярном поверхности конуса Маха. В реальных ядрах конус Маха может быть существенно размыт из-за фермиевского движения внутриядерных нуклонов, однако количественные расчеты /78/ показали, что степень "размывания" относительно невелика ($\sim 20^\circ$), так что "короткодействующий" характер корреляций должен сохраниться.

Изучение корреляционных явлений в азимутальной плоскости играет большую роль при обнаружении больших поперечных импульсов кластеров, при распаде которых могут возникнуть вторичные частицы, и больших угловых моментов систем частиц (при "распаде" такой системы имеет место коллинеарность азимутальных углов вылета частиц).

4.1. Корреляции между полярными углами

При изучении корреляций вдоль продольной оси соударений мы использовали двухчастичные корреляционные функции /5/

$$C_2(z_1, z_2) = (1/\sigma_{in})(d^2\sigma/dz_1 dz_2) - (1/\sigma_{in}^2)(d\sigma/dz_1)(d\sigma/dz_2) \quad (4.1)$$

и

$$R_2(z_1, z_2) = \sigma_{in}(d^2\sigma/dz_1 dz_2)/(d\sigma/dz_1)(d\sigma/dz_2) - 1, \quad (4.2)$$

где в качестве аргументов используются $z = \cos \Theta$ для фрагментов ядра-мишени (сильноионизирующих частиц) и $z \equiv \eta = \ln \cot(\Theta/2)$ (псевдобыстрота) для "рожденных" частиц.

Применение аппарата инклюзивных корреляционных функций к соударениям ядер характеризуется рядом дополнительных, по сравнению с соударениями элементарных частиц, трудностей, связанных с появлением псевдокорреляций, обусловленных флуктуациями числа нуклонов мишени и снаряда, участвующих в соударении. Для их исключения было проведено (для каждого ансамбля событий) моделирование событий (методом Монте-Карло) в рамках модели независимого испускания частиц IEM /46/, в которой :

а) углы вылета частиц статистически независимы (законы сохранения "выключены", какие-либо корреляции между частицами из одного акта отсутствуют);

б) спектр множественностей изучаемых частиц в точности соответствует экспериментальному из ансамбля $^{56}\text{Fe} - \text{Em}$ соударений;

в) одночастичные распределения $d\sigma/dz$ всех типов частиц в точности совпадают с экспериментальными "полуинклюзивными" распределениями при каждой фиксированной множественности.

Поскольку число сталкивающихся нуклонов неизвестно, IEM дает максимум информации о псевдоэффектах, которую можно получить, не опираясь на какой-либо конкретный механизм ядро-ядерного соударения.

Наиболее очевидным "дефектом" вычисленных в модели IEM значений C_2 и R_2 является неучет корреляционных связей, возможно имеющих место в реальных событиях из-за действия законов сохранения энергии-импульса (кинематических корреляций).

Однако, как было показано в /80/, при $C_2^{exp} - C_2^{IEM} > 0$ (или $R_2^{exp} - R_2^{IEM} > 0$) неучет законов сохранения лишь усиливает "значимость" регистрации короткодействующих корреляций в ядро-ядерных соударениях. Отметим также, что по господствующим воззрениям на механизм образования сильноионизирующих частиц не приходится ожидать сильных кинематических корреляций между ними (к "рожденным" частицам это не относится).

Перейдем к рассмотрению экспериментальных данных. На рис. 29 представлены, как пример, экспериментальные и расчетные значения коэффициентов C_2 , R_2 для b - и g -частиц из различных ансамблей $^{56}\text{Fe} - \text{Em}$ соударений. Подгруппа $Q < 6$ соответствует центральным столкновениям тяжелых ядер, где образование ЯУВ наиболее вероятно. Напрашиваются следующие выводы.

1. Экспериментальные данные не противоречат гипотезе независимого испускания b - и g -частиц в ядро-ядерных столкновениях при энергии несколько ГэВ на нуклон снаряда (для других подгрупп $^{56}\text{Fe} - \text{Em}$ соударений расхождения между C_2^{exp} и C_2^{IEM} (или R_2^{exp} и R_2^{IEM}) еще меньше).

2. Отсутствие корреляций противоречит гипотезе о заметной роли ЯУВ в ядро-ядерных соударениях при рассматриваемых энергиях. Эти выводы подтверждают ранее полученные результаты работ /47, 75, 81-85/.

3. Некоторые нерегулярности в угловых спектрах сильноионизирующих частиц, наблюдаемые в данной работе (см. раздел 3.2.2) и некоторых других /64, 86/, объясняются, по-видимому, другими причинами.

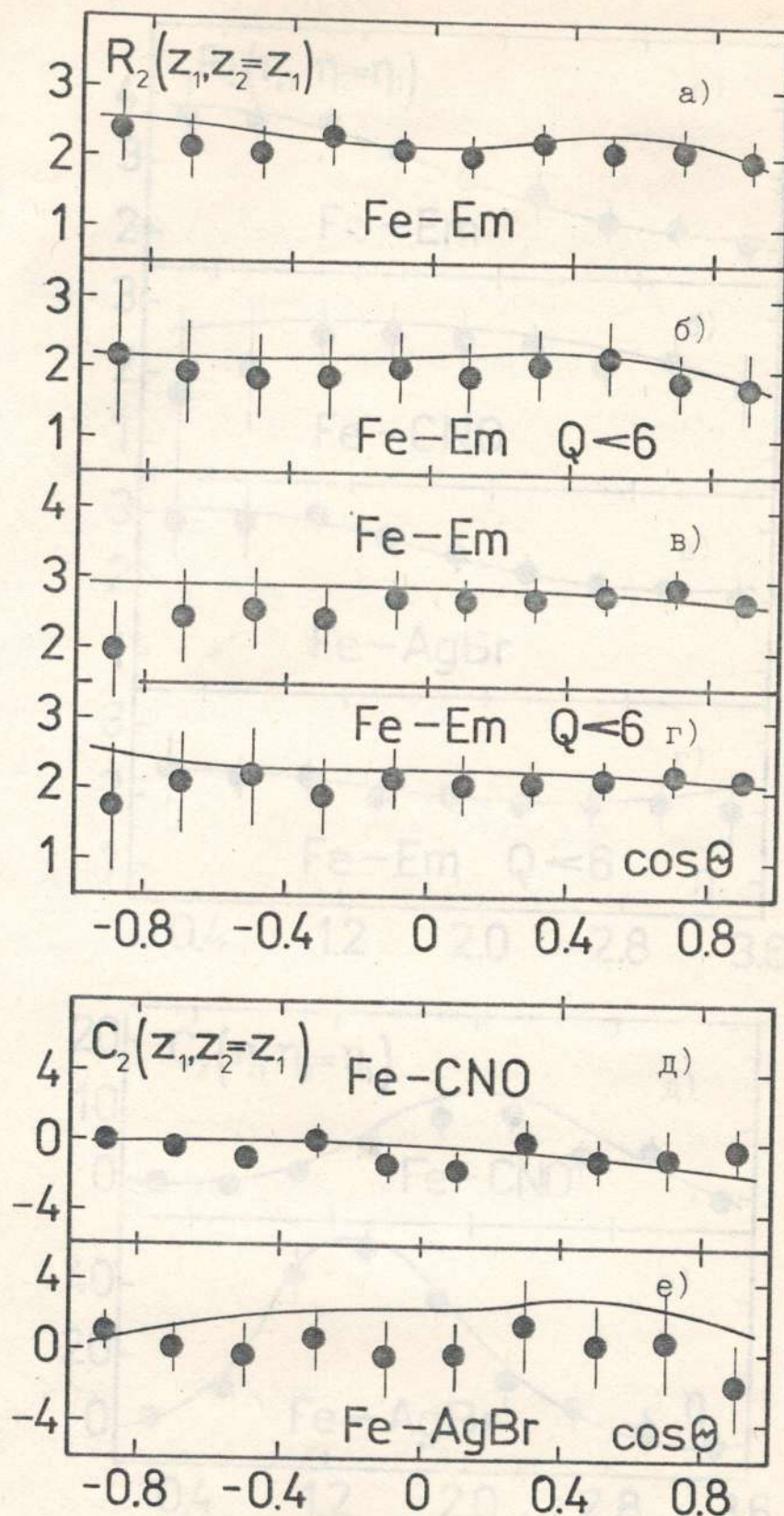


Рис. 29. Корреляционные коэффициенты R_2, C_2 для b - (а, б, д, е) и g -частиц (в, г) из различных ансамблей $^{56}\text{Fe}-\text{Em}$ соударений. Кривые - расчет по модели IEM

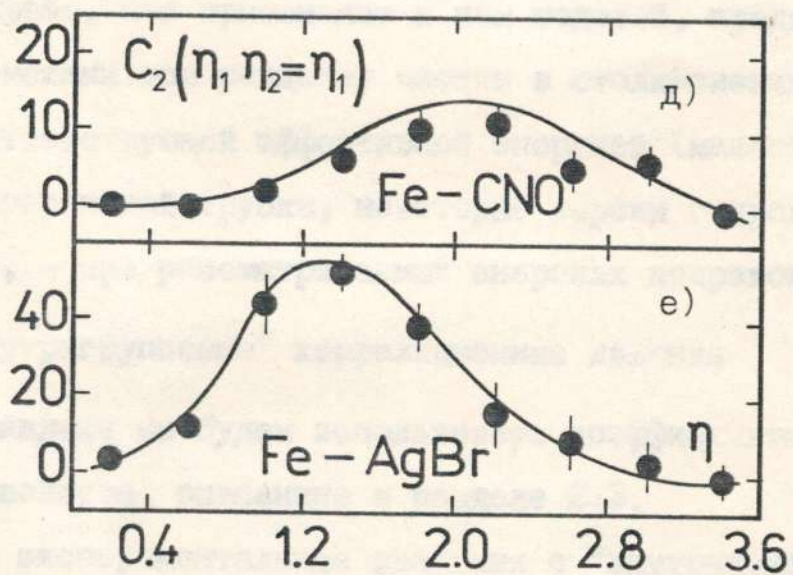
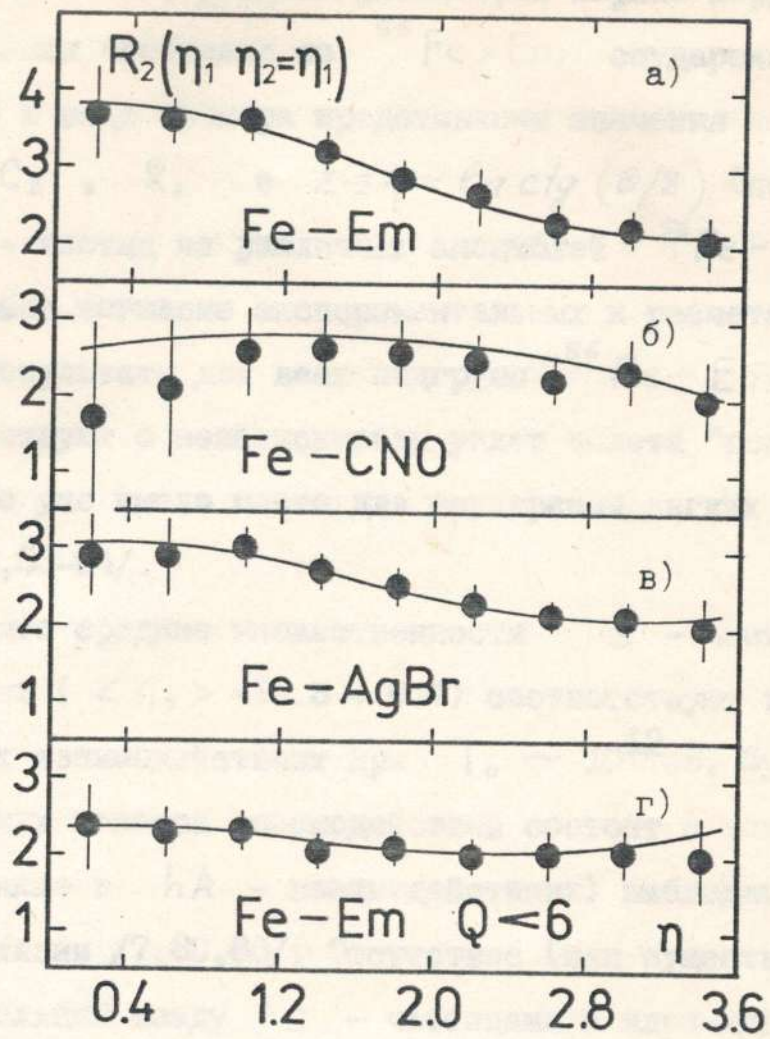


Рис.30. Корреляционные коэффициенты R_2, C_2 для S -частиц из различных ансамблей Fe-Em соударений. Кривые - расчет по модели IEM

В заключение этого раздела рассмотрим парные корреляции между релятивистскими частицами из $^{56}\text{Fe} - E_m$ соударений.

На рис.30 в виде примера представлены значения корреляционных функций C_2 , R_2 с $z \equiv \eta = \ln \text{ctg}(\theta/2)$ (псевдобыстры) для S - частиц из различных ансамблей $^{56}\text{Fe} - E_m$ столкновений. Хорошее согласие экспериментальных и расчетных данных (аналогичные результаты для всех подгрупп $^{56}\text{Fe} - E_m$ соударений) свидетельствуют о независимости углов вылета "рожденных" частиц, как это уже имело место для соударений легких ядер в фотоземульсии /75,83-84/.

Отметим, что средние множественности S - частиц в ^{56}Fe - ядро соударениях ($\langle n_s \rangle = 13.3 + 0.4$) соответствуют таковой в адрон-нуклонных взаимодействиях при $T_0 \sim 10^{12}$ эВ. Существенное отличие этих двух классов взаимодействий состоит в том, что в последних (а также в hA - взаимодействиях) наблюдаются существенные корреляции /7,80,86/. Отсутствие (или существенное ослабление) корреляций между S - частицами в ядро-ядерных соударениях доказывает, что применение к ним моделей, предполагающих идентичность механизмов рождения частиц в столкновениях ядер и адронов с соответствующей эффективной энергией (массой) - таких как модель когерентной трубки, некоторые версии гидродинамической модели и т.д., - при рассматриваемых энергиях неправомерно.

4.2. "Внутригрупповые" корреляционные явления

В этом разделе мы будем использовать коэффициенты (2.10 - 2.14) и их свойства, описанные в разделе 2.3.

Основные экспериментальные сведения о "внутригрупповых" азимутальных корреляциях в различных ансамблях $^{56}\text{Fe} - E_m$ соударений собраны в таблице 16. Их анализ и сравнение с данными для $^{14}\text{N} - E_m$ и $p - E_m$ соударений при близких энергиях на

нуклон ядра-снаряда /8,87/ дают основания для следующих выводов :

1. В отличие от $^{14}\text{N}-\text{Em}$ и $p-\text{Em}$ соударений в столкновениях ядер железа наблюдается сильная азимутальная асимметрия вылета всех типов (s -, g - и b -) частиц. Можно предположить, что азимутальная асимметрия проявляет тенденцию к росту с увеличением A_p - снаряда.

2. Эта асимметрия имеет четкую и определенную зависимость от массового числа ядра-мишени A_T ; она возрастает с увеличением A_T (в основном, обусловлена взаимодействиями с B_T и A_g).

3. Азимутальная асимметрия в $^{56}\text{Fe}-\text{Em}$ взаимодействии сильно зависит от числа провзаимодействовавших нуклонов ядра-снаряда n_{int} ; с уменьшением Q (увеличением n_{int}) она возрастает (т.е. проявляется, в основном, в "центральных" столкновениях с тяжелыми ядрами эмульсии).

На рис.31 показана зависимость коэффициента азимутальной асимметрии $\langle \alpha \rangle$ от углов вылета (для s - частиц в зависимости от псевдобыстроты, для b - и g - частиц - в зависимости от $\cos \theta$) из разных подгрупп $^{56}\text{Fe}-\text{Em}$ взаимодействий; видно, что :

1. В группе $^{56}\text{Fe}-\text{Em}$ соударений с наибольшей азимутальной асимметрией (события с малыми Q) асимметрия s - частиц тем больше, чем больше ζ ; при $\zeta \leq 1$ (а также при $\zeta > 3$, где заметен вклад спектаторных однозарядных фрагментов ядра-снаряда) асимметрия невелика.

2. В той же группе имеется зависимость $\langle \alpha \rangle$ для g - частиц от угла вылета : асимметрия максимальна для $\theta_g \sim \pi/2$ (точки в конусе $\pi/4 < \theta_g < 3\pi/4$), при $\theta_g \sim 0$ и π асимметрия невелика или практически отсутствует.

3. Для b - частиц какая-либо зависимость внутригрупповых корреляций от угла вылета ($\cos \theta_b$) отсутствует.

Таблица 16.

Корреляционные коэффициенты A , $\langle \alpha \rangle$, B , $\langle \beta \rangle$,
из некоторых подгрупп $^{56}\text{Fe} - \text{Em}$ соударений для различных
типов заряженных частиц

Группа событий	Тип част.	A	$\langle \alpha \rangle$	B	$\langle \beta \rangle$
Fe - CNO	b	0.06+0.04	0.13+0.08	0.02+0.04	0.11+0.08
Fe - AgBr		0.06+0.01	0.39+0.06	0.00+0.01	0.08+0.05
Fe - CNO	g	-0.01+0.02	-0.03+0.07	0.04+0.02	0.14+0.07
Fe - AgBr		0.03+0.00	0.40+0.07	0.01+0.00	0.07+0.06
Fe - CNO	s	0.01+0.01	-0.11+0.05	0.01+0.01	0.08+0.06
Fe - AgBr		0.02+0.00	0.39+0.06	0.00+0.00	0.06+0.05
$Q = 0-5$	b	0.10+0.02	0.48+0.15	0.01+0.02	0.11+0.13
$Q = 6-11$		0.08+0.01	0.39+0.10	-0.01+0.02	-0.01+0.07
$Q = 12-26$		0.05+0.01	0.24+0.06	0.01+0.01	0.13+0.06
$Q = 0-5$	g	0.03+0.01	0.68+0.17	0.01+0.01	0.13+0.12
$Q = 6-11$		0.03+0.01	0.25+0.10	0.01+0.01	0.22+0.09
$Q = 12-26$		0.03+0.01	0.16+0.06	0.01+0.01	0.04+0.05
$Q = 0-5$	s	0.02+0.00	0.74+0.15	0.00+0.00	0.10+0.12
$Q = 6-11$		0.01+0.01	0.15+0.08	0.00+0.01	0.04+0.08
$Q = 12-26$		0.02+0.01	0.08+0.05	0.01+0.05	0.08+0.05
p - Em	s	-0.19+0.04	-0.22+0.05	0.03+0.04	0.05+0.05
$^{14}\text{N} - \text{Em}$		0.00+0.00	-0.02+0.04	-0.01+0.00	-0.03+0.03
$^{56}\text{Fe} - \text{Em}$		0.02+0.00	0.17+0.04	0.01+0.00	0.08+0.04
p - Em	g	-0.07+0.01	-0.24+0.04	-0.01+0.01	-0.05+0.04
$^{14}\text{N} - \text{Em}$		0.00+0.00	0.03+0.04	0.01+0.00	0.06+0.04
$^{56}\text{Fe} - \text{Em}$		0.03+0.00	0.25+0.05	0.01+0.00	0.10+0.04
p - Em	b	-0.02+0.01	-0.09+0.03	0.01+0.01	0.04+0.04
$^{14}\text{N} - \text{Em}$		-0.01+0.01	-0.02+0.04	-0.01+0.01	-0.03+0.04
$^{56}\text{Fe} - \text{Em}$		0.06+0.01	0.31+0.05	0.00+0.01	0.09+0.04

Отметим, наконец, что во всех группах событий нет обеспечен-
ных указаний на коллинеарность разлета для любого типа частиц

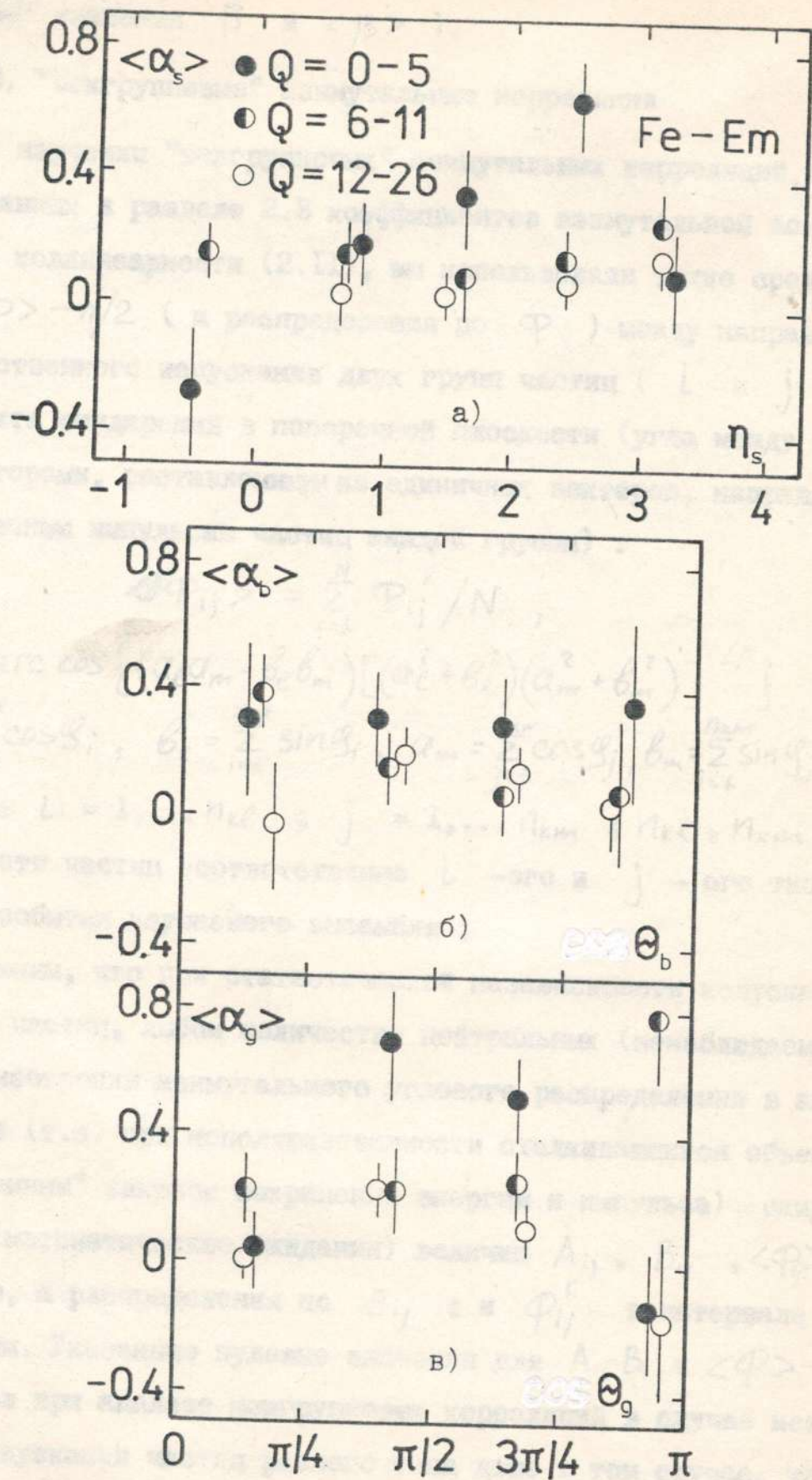


Рис.31. Зависимости $\langle \alpha \rangle$ от углов вылета s -(а), b -(б), g -частиц (в) из различных ансамблей $^{56}\text{Fe-Em}$

("нулевые" значения B и $\langle \beta \rangle$).

4.3. "Межгрупповые" азимутальные корреляции

При изучении "межгрупповых" азимутальных корреляций, помимо уже описанных в разделе 2.3 коэффициентов азимутальной асимметрии (2.10) и коллинеарности (2.11), мы использовали также средний угол $\langle \Phi \rangle - \pi/2$ (и распределения по Φ) между направлениями преимущественного испускания двух групп частиц (i и j) из одного акта соударений в поперечной плоскости (угла между суммарными векторами, составленными из единичных векторов, направленных по поперечным импульсам частиц каждой группы):

$$\langle \Phi_{ij} \rangle = \sum_{k=1}^N \Phi_{ij}^k / N, \quad (4.3)$$

$$\Phi_{ij}^k = \arccos \left\{ (a_e a_m + b_e b_m) [(a_e^2 + b_e^2)(a_m^2 + b_m^2)]^{-1/2} \right\} \quad (4.4)$$

$$a_e = \sum_{i=1}^{n_{ke}} \cos \varphi_i, \quad b_e = \sum_{i=1}^{n_{ke}} \sin \varphi_i, \quad a_m = \sum_{j=1}^{n_{km}} \cos \varphi_j, \quad b_m = \sum_{j=1}^{n_{km}} \sin \varphi_j \quad (4.5)$$

Здесь $i = 1, \dots, n_{ke}$; $j = 1, \dots, n_{km}$; n_{ke}, n_{km} - множественности частиц соответственно i -ого и j -ого типов в K -ом событии изучаемого ансамбля;

Напомним, что при статистической независимости испускания вторичных частиц, любом количестве нейтральных (ненаблюдаемых) частиц и изотропии азимутального углового распределения в ансамбле событий (т.е. при неполяризованности сталкивающихся объектов с "выключенным" законом сохранения энергии и импульса) ожидаемые значения (математические ожидания) величин A_{ij} , B_{ij} , $\langle \Phi_{ij} \rangle - \pi/2$ равны нулю, а распределения по ε_{ij} ; и Φ_{ij}^k в интервале $[0, \pi]$ - равномерны. Указанные нулевые значения для A, B и $\langle \Phi \rangle - \pi/2$ реализуются при анализе межгрупповых корреляций в случае независимости испускания частиц разного типа даже в том случае, когда корреляционные связи "внутри" групп произвольно велики. Более подробную информацию о свойствах величин (4.3 - 4.4) можно найти

в /45/.

Основные цифры, характеризующие межгрупповые корреляции (A_{ij} , B_{ij} и $\langle \Phi_{ij} \rangle - \pi/2$) для некоторых комбинаций групп i и j из разных ансамблей $^{56}\text{Fe}-\text{Em}$ соударений, приведены в таблице 17. Мы вправе сделать следующие выводы:

1. Имеются четкие корреляции типа противоиспускания в разные стороны в поперечной плоскости соударений для комбинаций sg - и sb - частиц.

Эти корреляции ранее наблюдались как в $p\text{-Em}$ /87/ взаимодействии, так и в соударениях легких ядер /8,83,88-89/. Наши данные имеют существенную новизну по двум пунктам:

а) Имеется четкая зависимость корреляций от массы ядра-мишени A_T ; они возрастают с увеличением A_T .

б) Еще более четко выражена зависимость корреляций от числа провзаимодействовавших нуклонов ядра-снаряда n_{int} . Противоиспускание тем сильнее, чем меньше Q , т.е. чем большее число нуклонов ядра-снаряда участвуют в неупругом взаимодействии.

2. Имеются четкие корреляции того же типа (т.е. противоиспускание) в комбинациях fg и fb , ранее для легких ядер не наблюдаемые. Их зависимости от A_T и Q те же, что и для sg - и sb - комбинаций - они увеличиваются с ростом A_T и степени "центральности" соударения (т.е. с уменьшением Q). Отсутствие (или ослабление) корреляций рассматриваемого типа в соударениях легких ядер /8,83,88-89/ можно объяснить малым числом нуклонов, участвующих во взаимодействии. Это подтверждается и фактом увеличения абсолютных значений корреляций с уменьшением Q в $^{56}\text{Fe}-\text{Em}$ соударениях.

3. Отсутствует "противоиспускание" (а при больших A_T и n_{int} появляется даже противоположная тенденция - к испусканию в одну сторону) для fs - и bq - комбинаций.

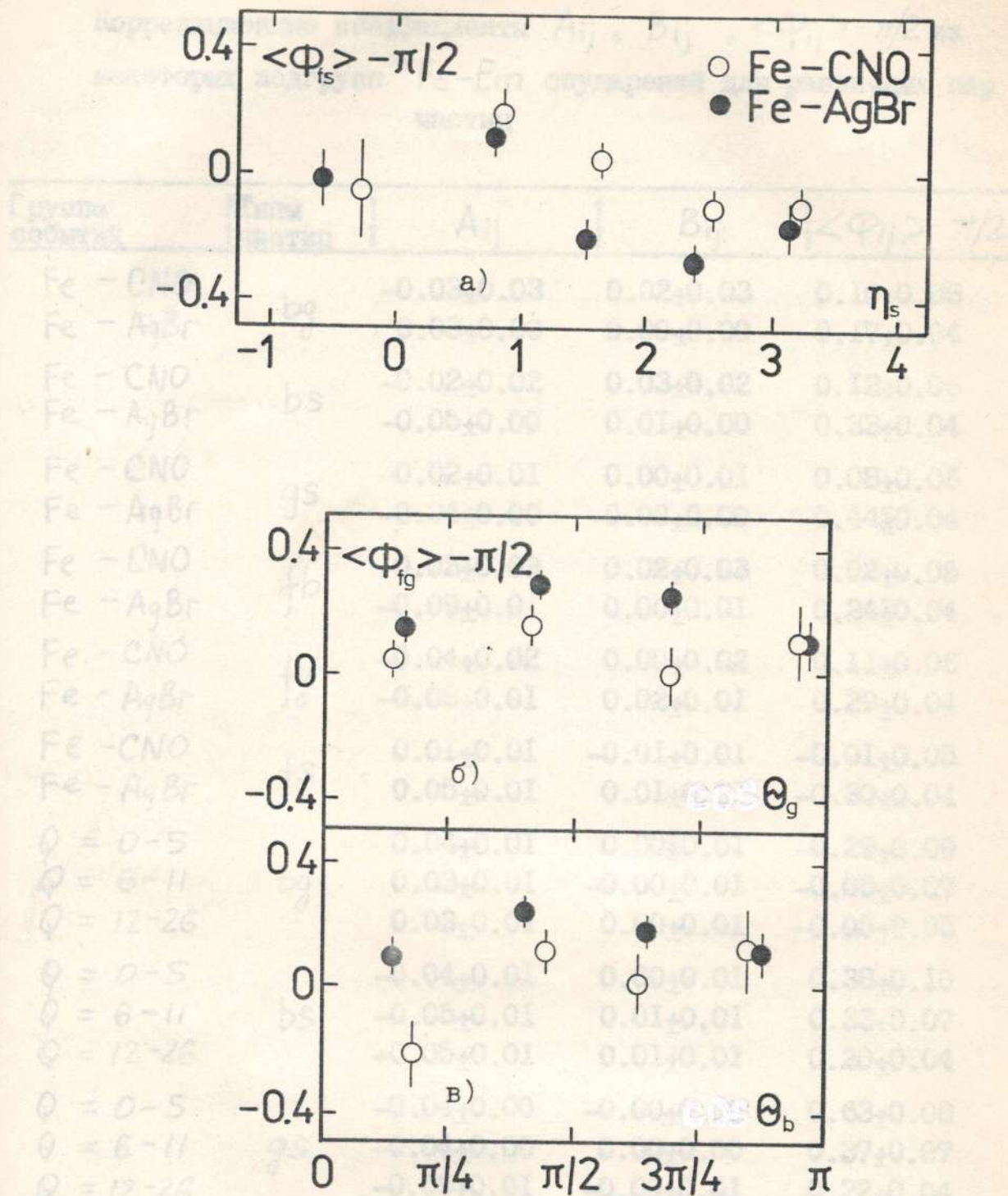


Рис.32. Зависимости коррелятора $\langle \Phi \rangle - \pi/2$ от углов вылета s -(а), g -(б), b -частиц (в) из различных ансамблей $^{56}\text{Fe}-\text{Em}$ соударений

Таблица 17.

Корреляционные коэффициенты A_{ij} , B_{ij} , $\langle \Phi_{ij} \rangle - \pi/2$ из некоторых подгрупп $^{56}\text{Fe-Em}$ соударений для различных пар частиц

Группа событий	Типы частиц	A_{ij}	B_{ij}	$\langle \Phi_{ij} \rangle - \pi/2$
Fe - CNO	bg	-0.03 ± 0.03	0.02 ± 0.03	0.10 ± 0.06
Fe - AgBr		0.03 ± 0.00	0.00 ± 0.00	-0.17 ± 0.04
Fe - CNO	bs	-0.02 ± 0.02	0.03 ± 0.02	0.12 ± 0.06
Fe - AgBr		-0.05 ± 0.00	0.01 ± 0.00	0.33 ± 0.04
Fe - CNO	gs	-0.02 ± 0.01	0.00 ± 0.01	0.08 ± 0.06
Fe - AgBr		-0.04 ± 0.00	-0.00 ± 0.00	0.44 ± 0.04
Fe - CNO	fb	-0.03 ± 0.03	0.02 ± 0.03	0.02 ± 0.05
Fe - AgBr		-0.09 ± 0.01	0.00 ± 0.01	0.24 ± 0.04
Fe - CNO	fg	-0.04 ± 0.02	0.00 ± 0.02	0.11 ± 0.06
Fe - AgBr		-0.08 ± 0.01	0.02 ± 0.01	0.29 ± 0.04
Fe - CNO	fs	0.01 ± 0.01	-0.01 ± 0.01	-0.01 ± 0.05
Fe - AgBr		0.05 ± 0.01	0.01 ± 0.01	-0.30 ± 0.04
Q = 0-5	bg	0.04 ± 0.01	0.00 ± 0.01	-0.29 ± 0.09
Q = 6-11		0.03 ± 0.01	-0.00 ± 0.01	-0.05 ± 0.07
Q = 12-26		0.03 ± 0.01	0.00 ± 0.01	-0.05 ± 0.05
Q = 0-5	bs	-0.04 ± 0.01	0.00 ± 0.01	0.38 ± 0.10
Q = 6-11		-0.05 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.33 ± 0.07
Q = 12-26		-0.05 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.20 ± 0.04
Q = 0-5	gs	-0.04 ± 0.00	-0.00 ± 0.00	0.63 ± 0.08
Q = 6-11		-0.04 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.37 ± 0.07
Q = 12-26		-0.05 ± 0.01	-0.00 ± 0.01	0.22 ± 0.04
Q = 0-5	fb	-0.23 ± 0.06	0.06 ± 0.06	0.46 ± 0.14
Q = 6-11		-0.13 ± 0.02	-0.01 ± 0.02	0.20 ± 0.06
Q = 12-26		-0.06 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.10 ± 0.04
Q = 0-5	fg	-0.10 ± 0.03	-0.03 ± 0.03	0.47 ± 0.16
Q = 6-11		-0.07 ± 0.02	0.01 ± 0.02	0.71 ± 0.07
Q = 12-26		-0.07 ± 0.01	0.02 ± 0.01	0.24 ± 0.04

Группа событий	Типы частиц	A_{ij}	B_{ij}	$\langle \varphi_{ij} \rangle - \pi/2$
$Q = 0-5$	fs	0.05 ± 0.03	0.01 ± 0.03	-0.31 ± 0.17
$Q = 6-11$		0.06 ± 0.01	0.01 ± 0.01	-0.25 ± 0.06
$Q = 12-26$		-0.06 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.10 ± 0.04

Следует заметить, что корреляционные явления между "рожденными" частицами и фрагментами ядра-снаряда с одной стороны и фрагментами ядра-мишени с другой в силу физической симметрии столкновений ядер с близкими атомными номерами должны быть сходными. Это хорошо подтверждается экспериментально (см. значения $\langle \varphi \rangle - \pi/2$ для fs- и sg-, sb- комбинаций в Fe-AgBr - соударениях).

В таблицах 18-20 и на рис.32 приведены данные по зависимости межгрупповых корреляций от углов вылета s-, g- и b- частиц. Видно, что :

1. Корреляции максимальны при углах вылета g- и b- частиц в области $\pi/4 < \theta_{g,b} < 3\pi/4$ и минимальны при $\theta_{g,b} \sim 0$ и π .
2. Корреляции максимальны при $\zeta_s > 1$ и минимальны в низкоэнергетической области ($\zeta_s < 1$), где доминирует внутриядерный каскад в соударениях нуклон-ядро /74/.

4.4. Обсуждение результатов

Здесь мы кратко сформулируем основные результаты данной главы и сделаем некоторые выводы, следующие из них.

1. Экспериментальные данные, о которых шла речь в настоящей работе, не противоречат гипотезе независимого испускания всех типов частиц и указывают на отсутствие механизма типа ЯУВ в ядроядерных столкновениях при энергии несколько ГэВ на нуклон снаряда.

Таблица 18.

Зависимости $\langle \Phi_{ij} \rangle - \pi/2$ от углов вылета b - и g - частиц из Fe-AgBr соударений.

θ_b / θ_g	$\langle \Phi_{ij} \rangle - \pi/2$			
	$0 - \pi/4$	$\pi/4 - \pi/2$	$\pi/2 - 3\pi/4$	$3\pi/4 - \pi$
$0 - \pi/4$	0.03 ± 0.05	-0.07 ± 0.05	-0.10 ± 0.06	-0.06 ± 0.09
$\pi/4 - \pi/2$	-0.04 ± 0.05	-0.24 ± 0.05	-0.12 ± 0.05	-0.18 ± 0.08
$\pi/2 - 3\pi/4$	-0.03 ± 0.05	-0.12 ± 0.05	-0.16 ± 0.05	0.06 ± 0.08
$3\pi/4 - \pi$	-0.08 ± 0.06	0.03 ± 0.06	-0.04 ± 0.07	-0.11 ± 0.10

Таблица 19.

Зависимости $\langle \Phi_{ij} \rangle - \pi/2$ от углов вылета s - и g - частиц из Fe-AgBr соударений

ζ / θ_g	$\langle \Phi_{ij} \rangle - \pi/2$			
	$0 - \pi/4$	$\pi/4 - \pi/2$	$\pi/2 - 3\pi/4$	$3\pi/4 - \pi$
< 0	0.04 ± 0.08	0.06 ± 0.08	-0.15 ± 0.08	0.03 ± 0.12
$0 - 1$	0.05 ± 0.05	0.08 ± 0.05	-0.06 ± 0.06	-0.19 ± 0.08
$1 - 2$	0.22 ± 0.04	0.28 ± 0.04	0.27 ± 0.05	-0.01 ± 0.08
$2 - 3$	0.11 ± 0.04	0.27 ± 0.05	0.22 ± 0.05	0.01 ± 0.08
$3 - \zeta_0$	0.07 ± 0.05	0.28 ± 0.05	0.15 ± 0.05	0.03 ± 0.08

Таблица 20.

Зависимости $\langle \Phi_{ij} \rangle - \pi/2$ от углов вылета s - и b - частиц из Fe-AgBr соударений

ζ / θ_b	$\langle \Phi_{ij} \rangle - \pi/2$			
	$0 - \pi/4$	$\pi/4 - \pi/2$	$\pi/2 - 3\pi/4$	$3\pi/4 - \pi$
< 0	0.10 ± 0.09	-0.00 ± 0.08	-0.12 ± 0.09	-0.38 ± 0.12
$0 - 1$	0.01 ± 0.06	-0.04 ± 0.05	-0.12 ± 0.05	0.06 ± 0.07

ζ_s	Θ_b	$\langle \Phi_{ij} \rangle - \pi/2$			
		$0 - \pi/4$	$\pi/4 - \pi/2$	$\pi/2 - 3\pi/4$	$3\pi/4 - \pi$
1 - 2		0.05+0.05	0.11+0.05	0.18+0.05	0.10+0.06
2 - 3		0.11+0.06	0.27+0.05	0.30+0.05	0.11+0.06
3 - ζ_0		-0.00+0.06	0.27+0.05	0.09+0.05	-0.16+0.07

2. В обсужденных ядро-ядерных соударениях имеет место азимутальная асимметрия вылета всех типов частиц, которая растет с увеличением A_p , A_T и числа провзаимодействовавших нуклонов ядра-снаряда n_{int} .

3. Для s - и g -частиц азимутальная асимметрия зависит от угла вылета, для b - частиц такой зависимости не наблюдается.

4. Для всех комбинаций частиц имеют место парные корреляции, которые растут с увеличением A_p , A_T , n_{int} и зависят от угла вылета этих частиц.

Интерпретировать полученные результаты в рамках известных теоретических представлений весьма затруднительно. Так, например, положительные корреляции, имеющие место между "рожденными" частицами и фрагментами ядра-мишени (являются следствием разлета этих частиц в противоположные стороны в поперечной плоскости соударения) в рамках каскадной модели могли бы объясняться при не-симметричных соударениях (больших Q) вследствие того, что развитие внутриядерного каскада в направлении большого пути в ядерном веществе ядра-мишени должно сопровождаться поглощением быстрых (релятивистских) и мультипликацией медленных (сильноионизирующих) вторичных частиц, однако наши данные противоречат этой гипотезе.

В рамках моделей суперпозиционного типа эту же тенденцию можно было бы объяснить законом сохранения поперечного импульса. Однако, корреляционные эффекты должны были бы существенно ослабляться для фрагментов ядра-мишени, вылетающих в заднюю полусферу в л.с.к., т.е. область, кинематически запрещенную для нуклонов отдачи в элементарном акте. Данные же таблиц I9,20 свидетельствуют о довольно значительных отрицательных корреляциях между релятивистскими и сильноионизирующими частицами, вылетающих в заднюю полусферу в л.с.к.

Разумеется, какие-либо количественные суждения о степени корректности того или иного теоретического подхода к описанию ядро-ядерных взаимодействий возможны, строго говоря, лишь после соответствующих расчетов в рамках этого подхода. К сожалению, такие расчеты в настоящее время отсутствуют. Тем не менее, наши результаты дают основание для определенных внемоделных утверждений.

Наши данные, так же как и соответствующие результаты, полученные для легких ядер-снарядов /74,83,90/, полностью отвергают применимость к описанию ядро-ядерных соударений при существующих энергиях чисто коллективных подходов, таких как гидродинамическая модель, модель "когерентной трубки", однофайерболевая модель и др.

Наши данные, относящиеся к корреляциям между различными типами вторичных заряженных частиц, определенно указывают и на неадекватность распространенного представления о нуклонах - "спекторах" и "участниках".

Наши данные свидетельствуют о том, что каждая из общепринятых составных частей ядро-ядерного взаимодействия (фрагментирующая часть ядра-снаряда, фрагментирующая часть ядра-мишени и

"горячая" область, ответственная за "рождение" новых частиц) в поперечной плоскости соударения движутся относительно друг друга, при этом, в силу закона сохранения поперечного импульса, они разлетаются в противоположные стороны.

Исследования, проведенные в последние годы, показали, что в поперечной плоскости соударения движутся относительно друг друга, при этом, в силу закона сохранения поперечного импульса, они разлетаются в противоположные стороны. Исследования, проведенные в последние годы, показали, что в поперечной плоскости соударения движутся относительно друг друга, при этом, в силу закона сохранения поперечного импульса, они разлетаются в противоположные стороны.

2. Для изучения фрагментации ядра-снаряда :

- а) исследована зависимость и состав фрагментации ядра ^{56}Fe на ядрах мишеней, исследована их A_p - и A_f - зависимости;
- б) показано, что факторизованность осевой фрагментации зависит от рассмотренных условий и параметров ядерных дифференциальных осевой фрагментации и мало зависит от энергии ядра ;
- в) обнаружено увеличение средних поперечных размеров фрагментов ядра-снаряда при увеличении зарядового числа Z и радиуса A_p ;
- г) с помощью экспериментальных данных о предельных статистической энергии фрагментации показано, что фрагментация части ядра-снаряда в результате ядро-ядерного соударения происходит фазовой (в масштабе обычной ядерной фазы) поперечный импульс и угловой импульс ;
- д) показано, что передача большого поперечного импульса от ядра-снаряда имеет объяснение только часть переданного импульса $\langle p_{\perp} \rangle$ фрагментов с радиусом A_p . Большая часть

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перечислим, вкратце, основные результаты, полученные в настоящей работе.

1. Исследованы основные характеристики (средние множественности, их распределения и корреляции между ними, угловые, импульсные распределения и их параметры, отношения инклюзивных спектров в $^{56}\text{Fe-Em}$ и $p\text{-Em}$ соударениях, двухчастичные корреляции вдоль продольной оси соударения и в поперечной плоскости) различных типов вторичных заряженных частиц в $^{56}\text{Fe-Em}$ соударениях и их зависимости от массового числа ядра-снаряда (относительно $^{14}\text{N-Em}$ и $p\text{-Em}$ столкновений), массового числа ядра-мишени и числа взаимодействующих нуклонов ядра-снаряда.

2. При изучении фрагментации ядра-снаряда :

а) определены множественности и сечения фрагментации ядра ^{56}Fe на ядрах эмульсии, выявлена их A_p - и A_T - зависимости;

б) показано, что факторизуемость сечений фрагментации зависит от рассматриваемых угловых и зарядовых интервалов дифференциальных сечений фрагментации и масс сталкивающихся ядер ;

в) обнаружено увеличение средних поперечных импульсов фрагментов ядра-снаряда при любом фиксированном заряде Z с ростом A_p ;

г) сравнение экспериментальных данных с предсказаниями статистической модели фрагментации позволило сделать вывод, что фрагментирующая часть ядра-снаряда в результате ядро-ядерного соударения получает большой (в масштабе обычной ядерной физики) поперечный импульс и угловой момент ;

д) показано, что передача большого поперечного импульса остаточному ядру-снаряду может объяснить только часть наблюдаемого увеличения $\langle p_{\perp} \rangle_z$ фрагментов с ростом A_p . Большая часть

этого эффекта должна быть обусловлена динамикой ядро-ядерного взаимодействия и влияниями ядерной структуры.

Полученные результаты плохо согласуются с таким общепринятым взглядом на процесс ядро-ядерного взаимодействия, как модель "спектаторов" и "участников".

Обнаруженные эффекты поперечного движения и вращения релятивистских остаточных ядер-снарядов, искажая истинные (в системе покоя) характеристики спектаторных фрагментов, делают неадекватной концепцию соответствия наблюдаемых на опыте и истинных импульсов нуклонов и нуклонных кластеров внутри ядра.

3. При изучении фрагментации ядра-мишени:

а) показано, что средние множественности вторичных заряженных частиц возрастают с увеличением A_p тем сильнее, чем больше импульс этих частиц ;

б) обнаружены максимумы в угловых распределениях и нормированных инклюзивных спектрах b - частиц, которые проявляются более четко с увеличением A_p , A_t , n_{int} и не описываются в рамках каскадно-испарительной модели. По нашему мнению, одним из качественных объяснений этих особенностей может быть движение в поперечной плоскости соударения фрагментирующей части ядра-мишени ;

в) обнаружен сложный характер нормированных инклюзивных спектров g - частиц, который не имеет пока удовлетворительной интерпретации ;

г) обнаружена азимутальная асимметрия вылета и парные межгрупповые корреляции в поперечной плоскости соударения для всех типов частиц, которые растут с увеличением A_p , A_t , n_{int} и зависят от угла вылета этих частиц. По-видимому, это свидетельствует о наличии движения в поперечной плоскости соударения всех трех условных общепринятых составных частей ядро-ядерного взаи-

модействия (фрагментирующие части снаряда и мишени, область перекрытия), которые в силу закона сохранения поперечного импульса, разлетаются в противоположные стороны.

4. При изучении множественного рождения частиц :

а) обнаружена зависимость средних, нормированных и удельных множественностей релятивистских частиц от A_p , A_T , n_{int} ;

б) исследованы нормированные инклюзивные спектры S -частиц в зависимости от псевдобыстрот для разных значений массового числа ядра-снаряда. Полученные результаты свидетельствуют о том, что модели, основанные на предельных подходах (чисто суперпозиционные или чисто коллективные), не описывают экспериментальных данных ;

в) показано, что каскадно-испарительная модель воспроизводит качественное протекание процесса множественного рождения частиц в ядро-ядерных столкновениях при рассматриваемых энергиях. Наряду с этим, в экспериментальных данных проявляется наличие эффектов, наиболее адекватная интерпретация которых может быть дана в рамках представлений о коллективных свойствах сталкивающихся ядер.

Подавляющая часть экспериментальных данных и физических результатов получена и сформулирована впервые. Основные результаты, представленные в диссертационной работе, докладывались и обсуждались на научных сессиях ОЯФ АН СССР (Москва, 1981, 1982, 1983), Международном совещании "Взаимодействия ядер и ядерные возбуждения" (Дубна, 1982), II Всесоюзной конференции по предельной фрагментации (Москва, ИТЭФ, 1982), II Проблемном семинаре "Взаимодействия частиц и ядер высоких энергий с ядрами" (Ташкент, 1981), V Республиканской конференции молодых физиков (Ташкент, 1981), НТМС по ядерной физике ИЯФ АН УзССР, семинарах лаборатории релятивистской ядерной физики ИЯФ АН УзССР и опубликованы в

работах /91-102/.

Автор искренне и глубоко благодарен научным руководителям-доктору физико-математических наук Г.М.Чернову и доктору физико-математических наук К.Г.Гуламову за руководство работой, заведующему лабораторией релятивистской ядерной физики ИЯФ АН УзССР, член-корр. АН УзССР У.Г. Гулямову - за внимание и регулярное содействие исследованиям на всех этапах их выполнения, кандидату физико-математических наук В.Ш.Навотному (ФТИ АН УзССР) - за дружескую помощь при математической обработке эксперимента, кандидату физико-математических наук Л.Н.Свечниковой (ФТИ АН УзССР) и В.И.Захаровой - за неоценимую помощь при наборе экспериментального материала. На разных этапах работы в той или иной мере в ней принимали участие сотрудники лаборатории релятивистской ядерной физики ИЯФ АН УзССР Байтурганова А., Бенгус Л.Е., кандидат физико-математических наук Бондаренко А.И., Рабоченко А.В., Тенгибаева У., кандидат физико-математических наук Трофимова Т.П. Всем им автор выражает свою признательность.

Автор выражает свою благодарность докторам физико-математических наук К.К.Гудиме и В.Д.Тонееву (ОИЯИ, Дубна) - за проведение расчетов по КИМ и обсуждение результатов, профессору И.Оттерлунду (Лунд, Швеция) - за предоставление стопки ядерной фотоэмульсии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. Физика релятивистских ядер. ЭЧАЯ, 1977, т.8, с.429-477.
2. Нагамия Ш. Корреляции частиц во взаимодействиях ядер с протонами и ядрами. ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.578-609.
3. *Schneider B.S. High energy nucleus-nucleus studies at the Berkeley BEVALAC. Acta Phys. Pol., 1977, v.B8, p. 355-387.*
4. *Nagamia Sh. Heavy ion collision at relativistic energies. Berkeley, 1979. - 70p. (preprint/Lawr. berk. lab.: LBL-9494).*
5. Чернов Г.М. Множественное рождение частиц в неупругих адрон-нуклонных и адрон-ядерных соударениях в области энергий 20 - 200 ГэВ. Дис....док. физ.-мат.наук.- Ташкент, 1975.- 279с. Автореферат дис....док. физ.-мат.наук.- Дубна, 1976.- 34с. (препринт/ Объед. ин-т ядер. исслед.: II-9599).
6. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами.- М: Атомиздат, 1972.- 648с.
7. Гуламов К.Г., Гулямов У.Г., Чернов Г.М. Экспериментальные данные по множественному рождению на ядрах. ЭЧАЯ, 1978, т.9, с.554-601.
8. Насыров Ш.З. Множественное рождение частиц в неупругих соударениях ядер азота ^{14}N при $T_{\text{кин}} = 2.1$ ГэВ/нуклон с ядрами фотоэмульсии. Дис... канд.физ.-мат.наук.- Ташкент, 1979, IIIс.
9. Ибатов Р.М. Неупругие взаимодействия протонов с ядрами фотоэмульсии при 3.1 и 4.5 ГэВ/с. Дис... канд.физ.-мат.наук.- Ташкент, 1981. -99с.
10. Пауэлл С., Фаулер П., Перкинс Д. Исследование элементарных частиц фотографическим методом.- М.: ИИЛ, 1962.- 420с.
11. 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.
12. Чернов Г.М. Угловые распределения вторичных частиц в столкновениях протонов высокой энергии с нуклонами и ядрами. Дис... канд. физ.-мат. наук. - Ташкент, 1964. - 92с.
 13. Heckman H.H., Greiner D.E., Lindstrom P.J., Shwe H. Fragmentation of ^4He , ^{12}C , ^{14}N and ^{16}O nuclei in nuclear emulsion at 2.1 GeV/nucleon. Phys. Rev. C, 1978, V.17, p. 1735-1745; Berkeley, 1977. - 42p. (preprint/Lawr. berk. lab.: LBL-3656).
 14. Басова Е.С., Бенгус Л.Е., Бондаренко Р.А. и др. Изучение "лидирующих" частиц в протон-ядерных взаимодействиях при энергии 2.26 и 3.6 ГэВ. ЯФ, 1981, т.34, с.1524-1529.
 15. Goldhaber A.S. and Heckman H.H. High energy interactions of nuclei. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1978, V.28, p. 161-205; Berkeley, 1978. - 82p. (preprint/Lawr. berk. lab.: LBL-6570).
 16. Gazzaly M.M., Carroll J.B., Geaga J.V. et al. Central collisions with a projectile of 1.88 GeV/nucleon ^{40}Ar . Phys. Lett., V.79B, 1978, p. 325-328.
 17. Бондаренко А.И., Гуламов К.Г., Гулямов У.Г. и др. Фрагментация релятивистских ядер азота на ядрах фотоэмульсии. Изв. АН УзССР, сер. физ.-мат., 1979, №2, с.73-78.
 18. 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; Berkeley, 1978. - 54p. (preprint/Lawr. berk. lab.: LBL-7162).
 19. Dymaz R., Kohmura T. The mean free path of protons in nuclei and the nuclear radius. Phys. Lett., 1983, V.124B, p. 446-450.
 20. Хорозов С.Л. Распределение по числу взаимодействующих нуклонов в ядро-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях. Дубна, 1980. - 7с. (препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: 2-80-142).

21. Гаспарян А.П., Чеплаков А.П., Шабельский Ю.М. Распределения по числу взаимодействующих нуклонов в соударениях релятивистских ядер. ЯФ, 1981, т.34, с.1328-1337.
22. Антончик В.А., Бакаев В.А., Богданов С.Д. и др. Взаимодействия ^{56}Fe с энергией 1.8 ГэВ/нуклон с ядрами C, N, O и Ag, Br. ЯФ, 1981, т.33, с.1057-1060.
23. Rajopadhye V.Y., Waddington C.J., Further interactions of the heavy nuclei of the cosmic radiation. Phil. Mag., 1958, v.3, p.19-32.
24. Fowler P.H., Hillier R.R., Waddington C.J. Interactions of the heavy nuclei of the cosmic radiation. Phil. Mag., 1957, v.2, p.293-304.
25. Bradt H.b., Peters B. The heavy nuclei of the primary cosmic radiation. Phys. Rev., 1950, v.77, p. 54-70.
26. Bowen T., DiCorato M., Moore W.H., Tagliaferri G. Absorption cross section of carbon, iron and lead for 1.5 GeV negative pions and 2.8 GeV protons. N. Cim., 1958, v.9, p. 908-919.
27. Fujimoto F., Ihara R. Reactions of 1.88 GeV/nucleon ^{56}Fe with ^{184}W , ^{64}Cu , ^{27}Al . XVIth International cosmic ray conference. Kyoto, Japan, August 6-18, 1979.
28. Гуламов К.Г., Навотный В.Ш., Скрипник Н.С. и др. Множественное рождение частиц в протон-ядерных соударениях при высоких энергиях. - В сб.: Множественные процессы при высоких энергиях. - Ташкент: ФАН, 1976, с.78-119.
Анзон Э.В., Боос Э.Г., Калыгина Э.К. и др. АЛМТ - сотрудничество. Взаимодействия 200 ГэВ/с протонов с ядрами эмульсии. Множественность заряженных частиц. ЯФ, 1975, т.22, с.736-749.
29. Medina J., Dyrta A., Fernandez F. et al. Fragmentation of accelerated 2.1 GeV/nucleon ^{12}C , ^{14}N and ^{16}O ions in nuclear emulsion. N. Cim., 1975, v. 28A, p. 297-304.

30. Stevenson J.D., Martinis J., Price P.B. Measurement of the summed residual projectile mass in relativistic heavy-ion collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 1981, V.47, p. 990-993.
31. Bhalla K.B., Chaudhry M., Lokanathan S. et al. Relativistic α -particles emitted in Fe-emulsion interactions at 1.7 A.GeV. *Nucl. Phys.*, 1981, V. A367, p. 446-463;
bund, 1981. - 17p. (preprint/bund univ.: LVIP-8101).
32. Saito T. The interaction mean free paths and the fragmentation probabilities of cosmic heavy nuclei at energies above 10 GeV/nucleon. *J. Phys. Soc. Japan*, 1971, V.30, p. 1243-1251.
33. Басова Е.С., Гулямов У.Г., Ибатов Р.М. и др. Общие характеристики неупругих взаимодействий протонов с ядрами эмульсии при энергии 2.26 ГэВ. - Ташкент, 1981. - 18с. (препринт/Ин-т ядер.физ. АН УзССР : Р-7-54). ДАН УзССР, 1980, №8, с.28-30.
34. Heckman H.H., Greiner D.E., Lindstrom P.T., 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.
35. Lindstrom P.T., Greiner D.E., Heckman H.H. et al. Isotope production cross sections from the fragmentation of ^{16}O and ^{12}C at relativistic energies. Berkeley, 1975. - 10p. (preprint/baer. berk. lab.: LBb-3650).
36. Greiner D.E., Lindstrom P.T., Heckman H.H. et al. Momentum distributions of isotopes produced by fragmentation of relativistic ^{12}C and ^{16}O projectiles. *Phys. Rev. Lett.*, 1975, V.35, p. 152-155;
Berkeley, 1975. - 16p. (preprint/baer. berk. lab.: LBb-3651).
37. БВДКЛМТ - сотрудничество. Фрагментация ядер углерода при импульсе 4.5 ГэВ/с на нуклон на ядрах фотоэмульсии. ЯФ. 1980, т.32, с.1387-1392.

38. Goldhaber A.S. Statistical models of fragmentation processes. *Phys. Lett.*, 1974, V. 53B, p. 306-308.
39. Jakobsson B., Kullberg R., Otterlund I. Transverse-momentum distributions of multiply charged fragments in ^{16}O emulsion-nucleus interactions at 2.0 GeV/nucleon. *Lett. N. Cim.*, 1976, V. 15, p. 444-448.
40. Jakobsson B. Heavy ion reactions at high energies. Strasbourg, 1977. - 27 p. (preprint/Cent. rech. nucl.: CRN/PN 77-3).
41. Aggarwal M.M., Bhalla K.B., Das G., Jain P.B. Angular distributions of relativistic alpha particles in heavy-ion collisions. *Phys. Rev. C*, 1983, V. 27, p. 640-649.
42. Baumgardt H.G., Friedländer E.M., Schopper E. Evidence for two different reaction mechanisms in relativistic heavy-ion collisions. *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, 1981, V. 7, p. 175-181.
43. Begzain R., Vous avez dit fragmentation? *Nucl. Phys.*, 1982, V. A 387, p. 219-233.
44. Hodgey J. Experiments with 1.03 GeV ^{12}C ions. *Nucl. Phys.*, 1982, V. A 387, p. 109-127.
45. Азимов С.А., Чернов Г.М. Статистические методы в физике высоких энергий. - Ташкент: ФАН, 1970, - 108 с.
46. 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: ФАН, 1976, с. 120-164.
47. Марин А., Нагу Д., Хайдук М. и др.
БВДКЛМТ - сотрудничество. Изучение корреляций между вторичными частицами, образованными в неупругих соударениях релятивистских ядер углерода с ядрами фотоэмульсии. *ЯФ*, 1980, т. 32, с. 1379-1386.
48. 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.8, с.1483-1492.

49. Bhalla K.B., Hertzman S., Oskarsson A. et al. Properties of participants and spectators in nonperipheral Fe-induced reactions at 1.7 A GeV. Phys.Lett., 1979, v.82B, p. 216-220.
50. Herrström N. G., Kullberg R., Oskarsson A., Otterlund I. Correlations between projectile and target break-up in intermediate and high-energy heavy ion collisions. Nucl. Phys., 1983, v. A392, p. 474-486 ;
Lund, 1982. - 32p. (preprint /Lund univ.: LUIP-8206).
51. Fujita T., Hüfner J. Momentum distributions after fragmentation in nucleus-nucleus collisions at high energy. Nucl. Phys., 1980, v. A343, p. 493-510.
52. Jakobsson B., Kullberg R., Otterlund I. et al. A search for collective pion production in 2 GeV/N. heavy ion reactions. Lund, 1977. - 18p. (preprint /Lund univ.: LUIP-7708).
53. Landau R.H. Inclusive pion production in proton and ion collisions with nuclei. 2nd Int. Conf. on meson-nucleus physics. Houston, March, 1979.
54. Nagamiya Sh. What can we learn from inclusive spectra? Berkeley, 1981. - 62p. (preprint /Lawr. Berk. lab.: LBL-12950).
55. Nagamiya Sh. Particle correlations in proton-nucleus and nucleus-nucleus collisions. Berkeley, 1982. - 62p. (preprint /Lawr. Berk. lab.: LBL-14034).
56. Guggen J., L'hoite D. Global variables and the dynamics of relativistic nucleus-nucleus collisions. Nucl. Phys., 1983, v. A397, p. 519-549.
Guggen J., Koonin S.E. Pion spectra and the geometry of nuclear collisions. Nucl. Phys., 1981, v. A355, p. 477-504.

57. Shabelsky Yu. M. On the multiplicity of the secondaries produced in collisions of relativistic nuclei. *Acta Phys. Pol. B.*, 1979, v.10, p. 1049-1056.
58. Bialas A., Blezyński M., Czyż W. Multiplicity distributions in nucleus-nucleus collisions at high energies. *Nucl. Phys.*, 1976, v. B111, p. 461-476.
59. Kator P. J. Nucleus-nucleus reaction cross sections at high energies soft-spheres model. *Phys. Rev. C*, 1975, v. 11, p. 1203-1209.
60. Бондаренко А. И., Бондаренко Р. А., Гулямов У. Г., Чернов Г. М. Множественности вторичных заряженных частиц из неупругих взаимодействий ионов ^{12}C при импульсе 4.5 А ГэВ/с с ядрами фотоэмульсии. - Ташкент, 1983. - 19с (препринт/ Ин-т ядер. физ. АН УзССР : Р-7-124).
61. Балдин А. М., Гольданский В. И., Максименко В. М., Розенталь И. Л. Кинематика ядерных реакций. - М.: Атомиздат, 1968. - 456с.
62. Азимов С. А., Бондаренко А. И., Гуламов К. Г. и др. Угловые распределения релятивистских частиц в неупругих протон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях. *ЯФ*, 1978, т. 27, с. 1011-1019.
63. Никитин Ю. П., Розенталь И. Л. Ядерная физика высоких энергий. - М.: Атомиздат, 1980. - 232с.
64. Heckman H. H., Garofalo H. J., Greiner D. E. et al. Central collisions produced by relativistic heavy ions in nuclear emulsion. *Phys. Rev. C*, 1978, v. 17, p. 1651-1664.
65. 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.
66. Stöcker H., Mazuhn J. A., Greiner W. Collective sideward flow of nuclear matter in violent high-energy heavy-ion collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 1980, v. 44, p. 725-728.

67. Stöcker 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.
68. Nix J.R., Strottman D. Effect of a density isomer on high-energy heavy-ion collisions. *Phys. Rev. C*, 1981, v. 23, p. 2548-2556.
69. Бондаренко А.И., Бондаренко Р.А., Гулямов У.Г., Чернов Г.М. Угловые распределения вторичных заряженных частиц из неупругих взаимодействий релятивистских ядер углерода с ядрами фотоэмульсии. - Ташкент, 1983. - 14с. (препринт/ Ин-т ядер. физ. АН УзССР : P-7-128).
70. Гудима К.К., Тонеев В.Д. Наблюдались ли ударные волны в ядерных столкновениях? *ЯФ*, 1978, с. 658-669.
71. Toneev V.D., Gudima K.K. Particle emission in light and heavy ion reactions. *Nucl. Phys.*, 1983, v. A400, p. 173-189.
72. Schulz H., Röpke G., Gudima K.K., Toneev V.D. The coalescence heavy ion collisions. *Phys. Lett.*, 1983, v. B124, p. 458-460.
73. Gudima K.K., Masarik S.G., Toneev V.D. Cascade-excitation model of nuclear reactions. *Nucl. Phys.*, 1983, v. A401, p. 329-361.
74. Гулямов К.Г. Исследование множественной генерации частиц в соударениях высокоэнергетичных адронов (20-400 ГэВ) и легких ядер (несколько ГэВ/нуклон) с ядрами. Дис... док. физ.-мат. наук. - Ташкент, 1980. - 300с. Автореферат дис... док. физ.-мат. наук. - Дубна, 1980. - 40с.
75. Басова Е.С., Бондаренко А.И., Гулямов К.Г. и др. Поиск ударных волн в ядро-ядерных соударениях. *Письма в ЖЭТФ*, 1976, т. 24, с. 257-260.
76. Калинин Б.В., Шмонин В.Л. Пространственно-временное развитие процесса множественного рождения и механизм "полного" разрушения ядер. Дубна, 1974. - 20с. (препринт/ Объед. ин-т

ядер. исслед.: P2-7871).

77. Sobel M.I., Siemens P.J., Bondorf J.P., Bethe H.A. Shock waves in colliding nuclei. *Nucl. Phys.*, 1975, V. A 251, p. 502-529.
78. Румянцев Б.А. Гидродинамический предел для объёмных колебаний ядра в теории конечных ферми-систем. *Письма в ЖЭТФ*, 1975, т.22, с.114-117.
- Румянцев Б.А., Телицын В.Б., Юрченко В.И. Ядерный аналог эффекта Черенкова. *Письма в ЖЭТФ*, 1976, т.23, с.309-312.
79. Gudima K.K., Toneev V.D. High-energy collisions of heavy ions. Shock waves? *Phys. Lett.*, 1978, V. B 73, p. 293-295.
80. Galamov K.G., Chernov G.M., Azimov S.A. Two particle rapidity correlations among produced particles in proton-nucleus interactions at high energies. *Z. Phys.*, 1977, V. A 280, p. 107-109.
81. Baerengardt H.G., Schott J.U., Sakamoto Y. et al. Shock waves and Mach cones in fast nucleus-nucleus collisions. *Z. Phys.*, 1975, V. A 273, p. 359-371.
82. Chernov G.M., Galamov K.G., Gulegamon U.G. et al. Interactions of relativistic nitrogen nuclei in emulsion at 2.1 GeV/nucleon. *Nucl. Phys.*, 1977, V. A. 280, p. 478-490.
83. Jakobsson B., Kullberg R., Otterlund I. Search for shock-wave phenomena in central ^{16}O -AgBr interactions at 0.2 and 2.0 GeV/nucleon. *Nucl. Phys.*, 1977, V. A 276, p. 523-532.
84. Bagova E.S., Chernov G.M., Galamov 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. A 287, p. 393-405.
85. Jain P.B., Das G., Cheng B. et al. Search for shock-wave in relativistic nucleus-nucleus collisions. *Phys. Rev. B*, 1979, V. 88, p. 189-191.
86. Azimov S.A., Chernov G.M., Galamov K.G. et al. Inclusive two- and three-particle rapidity correlations in high-energy hadron-nucleus collisions. *Nucl. Phys.*, 1981, V. B 178, p. 457-471.

87. Басова Е.С., Бенгус Л.Е., Бондаренко Р.А. и др. Азимутальные корреляции между вторичными частицами из протон-ядерных соударений при 3.1 и 4.5 ГэВ/с в сравнении с ядро-ядерными взаимодействиями. Ташкент, 1981.- 24с. (препринт/Ин-т ядер. физ. АН УзССР : Р-7-65). ЯФ, 1983, т.37, с.123-131.
88. Азимов С.А., Гуламов К.Г., Чернов Г.М. Некоторые экспериментальные результаты исследований взаимодействий "адрон-ядро" и "ядро-ядро".- В сб.: Множественное рождение частиц и предельная фрагментация ядер.- Дубна. 1978, с.415-429. (препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: Д1,2-12036).
89. Басова Е.С., Гуламов К.Г., Гулямов У.Г., Чернов Г.М. Азимутальные корреляции между вторичными заряженными частицами из неупругих соударений дейтронов и α - частиц с ядрами при импульсе $\simeq 4.5$ ГэВ/с/нуклон. ЯФ, 1979, т.30, с.1599-1608.
90. Бенгус Л.Е., Бондаренко Р.А., Бондаренко А.И., Гулямов У.Г., Чернов Г.М. Азимутальные корреляции между вторичными частицами из взаимодействий ионов ^{12}C с ядрами при 4.5 ГэВ/с/нуклон. Ташкент, 1983.- с.15. (препринт/ Ин-т ядер. физ. АН УзССР: Р-7-127).
91. Петров Н.В. Общие характеристики взаимодействий релятивистских ядер ^{56}Fe в фотоэмульсии при 1.88 ГэВ/нуклон.- В сб: У1 Респ.конф.молодых физиков (3 июля 1981) тез.докл.- Ташкент; ФАН, 1981, с.8.
92. Петров Н.В., Навотный В.Ш. Фрагментация релятивистских ядер ^{56}Fe на ядрах фотоэмульсии при импульсе 2.5 ГэВ/с/нуклон.- В сб: У1 Респ. конф. молодых физиков (3 июля 1981) тез.докл.- Ташкент : ФАН, 1981, с.9.
93. Петров Н.В. Методические особенности эксперимента по изучению взаимодействий релятивистских ядер железа при $p_0 = 2.5$ ГэВ/с

- с ядрами фотоэмульсии. - Ташкент. 1982, - 17с. (препринт/Ин-т ядер. физ. АН УзССР : Р-7-99).
94. Бондаренко Р.А., Гуламов К.Г., Гулямов У.Г., Насыров Ш.З., Петров Н.В., Чернов Г.М. Изучение корреляций между продуктами фрагментации релятивистских ядер азота на ядрах фотоэмульсии. Ташкент, 1982.- 12с. (препринт/ Ин-т ядерн. физ. АН УзССР : Р-7-103) ; Известия АН УзССР, сер. физ-мат. (в печати).
95. Гуламов К.Г., Гулямов У.Г., Петров Н.В., Свечникова Л.Н., Чернов Г.М. Фрагментационные характеристики релятивистских ядер железа при их взаимодействиях в эмульсии. ДАН АН УзССР, 1983, №5, с.21-23.
96. Гуламов К.Г., Гулямов У.Г., Навотный В.Ш., Петров Н.В., Свечникова Л.Н., Чернов Г.М. Поперечные импульсы фрагментов от дезинтеграции релятивистских ядер железа. ДАН АН УзССР, 1983, №6, с.21-23.
97. Гуламов К.Г., Гулямов У.Г., Навотный В.Ш., Петров Н.В., Чернов Г.М. Азимутальные корреляции между продуктами фрагментации релятивистских ядер - снарядов. ДАН АН УзССР, 1983, № 10, с.16-18.
98. Chernov G.M., Gulamov K.G., Gulyamov U.G., Navotny V.Sh., Petrov N.V., Svechnikova L.N., Jakobsson B., Oskarsson A., Otterlund I. Fragmentation of relativistic ^{56}Fe nuclei in emulsion. Lund, 1983. - 36p. (preprint/Lund univ.: LUTP-8308); Nucl. Phys., 1984, v. A412, p. 534-550.
99. Бенгус Л.Е., Бондаренко А.И., Бондаренко Р.А., Гуламов К.Г., Гулямов У.Г., Навотный В.Ш., Петров Н.В., Чернов Г.М. Азимутальные эффекты при фрагментации релятивистских ядер. Письма в ЖЭТФ, 1983, т.38, с.353-355.
100. Гуламов К.Г., Гулямов У.Г., Навотный В.Ш., Петров Н.В., Свечникова Л.Н., Трофимова Т.П., Чернов Г.М. Множественности

и угловые распределения вторичных заряженных частиц из неупругих взаимодействий ядер железа в фотоэмульсии.

Ташкент, 1983.- 31с. (препринт /Ин-т ядер. физ. АН УзССР : Р-7-130).

101. Бенгус Л.Е., Бондаренко А.И., Гулямов У.Г., Петров Н.В., Чернов Г.М. Поиск двухчастичных корреляций между полярными углами вылета вторичных частиц из ^{56}Fe - ядерных взаимодействий при энергии 1.7 ГэВ/нуклон. ДАН АН УзССР, 1984, №2, с.33-34.
102. Петров Н.В. Сечения неупругих взаимодействий релятивистских ядер железа при их взаимодействиях в эмульсии. ДАН АН УзССР, 1984, №3, с.24-26.