

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

ШУМБЕРА

Михал

НЕПЕРИФЕРИЧЕСКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛЕГКИХ ЯДЕР С ЯДРАМИ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,5 ГЭВ/С НА НУКЛОН

Специальность 01.04.01 – экспериментальная физика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научные руководители –

доктор физико-математических наук, профессор

ТОЛСТОВ Константин Дмитриевич

кандидат физико-математических наук,

доцент ТУЧЕК Йосеф

Дубна, 1984 г.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
ВВЕДЕНИЕ	5
СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ	9
Глава I. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА	10
I.1. Условия эксперимента, просмотр и отбор событий, классификация вторичных час- тиц	10
I.2. Получение характеристик вторичных час- тиц для взаимодействий с отдельными группами ядер фотоэмульсии	14
I.2.1. Выделение событий на водороде	14
I.2.2. Разностный метод	17
I.2.3. Метод статистической идентификации	20
I.3. Экспериментальный материал	23
Глава II. ОБЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙ- СТВИЙ	24
II.1. Каскадно-испарительная модель ядро- ядерных соударений	24
II.2. Протон-ядерные взаимодействия	26
II.2.1. Сравнение с данными при более высоких энергиях	27
II.2.2. Взаимодействия без образования реля- тивистских заряженных частиц	37

	Стр.
П.3. Сравнительный анализ взаимодействий протонов и альфа-частиц с ядрами (C, O) и (Ag, Br)	46
П.3.1. Характеристики α - и γ -частиц	47
П.3.2. Характеристики фрагментации ядра-мишени	53
Глава III. ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЙ, СОПРОВОЖДАЕМЫХ ВЫЛЕТОМ АДРОНОВ НАЗАД В ЛАБОРАТОРНОЙ СИСТЕМЕ КООРДИНАТ	60
III.1. Предельная фрагментация ядер и процессы кумулятивного образования частиц	60
III.2. Испускание частиц назад в л.с.к. в pEm и ^{12}CEm взаимодействиях	64
III.2.1. Инклюзивные спектры	64
III.2.2. Множественности	70
III.3. Взаимодействия протонов и альфа-частиц с ядрами (Ag, Br) и (C, N, O), сопровождаемые вылетом адронов назад	74
III.3.1. Вероятности испускания α - и γ -частиц в заднюю полусферу	74
III.3.2. Множественности	76
III.3.3. Угловые спектры	84
Глава IV. ХАРАКТЕРИСТИКИ ЦЕНТРАЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ЯДЕР ГЕЛИЯ И УГЛЕРОДА С ЯДРАМИ БРОМА, СЕРЕБРА И СВИНЦА	92
IV.1. Центральные соударения ядер 4He и ^{12}C с ядрами (Ag, Br)	92
IV.1.1. Критерии отбора центральных взаимодействий	92

IV.1.2. Характеристики центральных соударений ..	96
IV.2. Обсуждение результатов исследования не- периферических ядро-ядерных соударений ...	104
IV.2.1. Сравнение с каскадно-испарительной моделью	104
IV.2.2. Механизм коллективных взаимодействий ...	113
IV.3. Поиск эффектов сдвига в центральных соу- дарениях ядер углерода с ядрами (Ag, Br) и Pb	117
IV.3.1. Поиск боковой эмиссии частиц от фраг- ментации ядра-мишени	117
IV.3.2. Поиск явления отскока ядра-снаряда	120
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	127
ЛИТЕРАТУРА	130

ВВЕДЕНИЕ

За последние несколько лет резко возрос интерес к исследованиям взаимодействий частиц и ядер с ядрами при высоких энергиях. Этому способствовал ряд важных и принципиальных обстоятельств, логически вытекающих из развития физики высоких энергий и физики атомного ядра. К наиболее общим из них следует отнести получение достаточно интенсивных пучков релятивистских ядер на ускорителях в Дубне и Беркли, а также идеи о возможности существования новых необычных свойств ядерной материи (мезонный конденсат, кварк-глюонная плазма, малонуклонные ассоциации с большой энергией связи, флюктоны и т.д.). Они и привели к формированию нового научного направления — релятивистской ядерной физики, объектом изучения которой являются многобарионные процессы при высоких энергиях.

Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами представляют собой сложный вероятностный процесс, различные количественные характеристики которого связаны между собой, как правило, "нежесткой" (т.е. нефункциональной) статистической зависимостью. Это обстоятельство существенно затрудняет не только эффективное создание условий для образования новых форм ядерной материи (т.е. экстремальных температур, плотностей и давлений), но также и само выделение нетривиальных эффектов в случае, что эти условия уже созданы, так как эти эффекты должны проявляться на фоне флуктуаций, столь характерных для ядро-ядерных соударений. Экспериментально были разработаны два подхода, претендующие на хотя бы частичное решение поставленной задачи: в первом подходе необходимыми условиями для прояв-

вления эффектов, связанных с большими плотностями и температурами, считают отбор событий с максимальным количеством как переданной энергии, так и нуклонов-участников. Во втором исследуют эффекты, связанные с флуктуациями ядерной плотности в основном (т.е. ненагретом) состоянии ядер, отбирая события с испусканием частиц далеко за пределы кинематики свободных нуклон-нуклонных соударений.

Очевидно, что подобного рода исследования наиболее рационально проводить в 4 π геометрии с исследованием не только тех или иных инклюзивных характеристик, но и с изучением всевозможного рода корреляций и использованием коллективных переменных, позволяющих анализировать отдельные события. Настоящая диссертация посвящена экспериментальному исследованию именно таких глубоконеупругих (непериферических) реакций - процессов с испусканием быстрых адронов в заднюю полусферу в л.с.к. и центральных ядро-ядерных соударений. Экспериментальный материал был получен при облучении ядерных фотоэмульсий пучками релятивистских протонов, ядер гелия и углерода с импульсом 4,5 ГэВ/с на нуклон на синхротроне ЛВЭ ОИЯИ.

Цель работы - получение и анализ нового экспериментального материала по взаимодействиям легких ядер с ядрами в области релятивистских энергий ($E_0 = 4,6$ А ГэВ), характеризующегося широким диапазоном переданного импульса и энергии, масс ядер мишеней, а также единообразием условий и методики экспериментов;

- изучение связи центральных ядро-ядерных соударений с процессами испускания быстрых адронов в заднюю полусферу в л.с.к.

Новизна работы заключается в том, что впервые получены и проанализированы данные по характеристикам событий, сопровож-

дающихся вылетом быстрого адрона назад в соударениях протонов и альфа-частиц с группами ядер (C, N, O) и (Ag, Br) при импульсе 4,5 ТэВ/с на нуклон. При этом установлен ряд новых эмпирических закономерностей этих процессов и установлена их связь с динамикой центральных ядро-ядерных взаимодействий. Впервые изучены протон-ядерные соударения без образования релятивистских частиц. Обнаружены нерегулярности в угловых спектрах испарительных частиц, испущенных из легких ядер, а также в угловых спектрах быстрых фрагментов при полных разрушениях ядер (Ag, Br) ядрами углерода.

Практическая ценность полученных результатов состоит в том, что они приводят к лучшему пониманию динамики ядро-ядерных соударений в области релятивистских энергий и поэтому могут быть полезны при построении новых и развитии уже существующих моделей взаимодействий высокоэнергетических ядер. Результаты по угловым спектрам медленных частиц, испускаемых из легких ядер фотозумульсии, критерии отбора центральных соударений, а также полученные в настоящей работе указания на определенную роль эффектов гидродинамического типа в этих соударениях могут быть использованы в качестве отправной точки для электронных экспериментов. Методика разделения событий на группах ядер фотозумульсии дает возможность изучать процессы, для которых зависимость от атомного номера ядра-мишени априори неизвестна.

Апробация работы. Результаты настоящей работы докладывались и обсуждались на Специализированном семинаре по релятивистской ядерной физике, а также на других семинарах ЛВЭ ОИЯИ, на международных рабочих совещаниях Сотрудничества по исследованию взаимодействий быстрых адронов и ядер с ядрами (ФЭК ОИЯИ), были

представлены на Международной конференции по ядро-ядерным соударениям (Ист Лансинг, США, 1982 г.) и на VII Конференции чехословацких физиков (Прага 1981 г.).

Публикации. Основные результаты исследований, полученные в диссертации, представлены в девяти работах, опубликованных в журналах "Zeitschrift für Physik A", "Czechoslovak Journal of Physik B", "Acta Physica Slovaca" и "Ядерная физика", в виде препринтов и сообщений ОИЯИ, а также в тезисах докладов Международной конференции (Ист Лансинг, США, 1982 г.)/89-94/.

Настоящая диссертационная работа состоит из четырех глав.

В первой главе описаны условия эксперимента и методика выделения событий на отдельных группах ядер фотоэмульсии. Приведена статистика использованного материала.

Во второй главе представлены и проанализированы экспериментальные данные по общим характеристикам неупругих взаимодействий протонов и альфа-частиц с группами ядер (C, O) и (Ag, Br). Проведен сравнительный анализ протон-ядерных соударений при 4,5 ГэВ/с с данными при более высоких энергиях и изучен специальный класс событий без релятивистских частиц в конечном состоянии.

В третьей главе рассмотрены ядро-ядерные соударения с испусканием быстрых адронов в заднюю полусферу в л.с.к. Для налетающих протонов и ядер углерода исследована предельная фрагментация ядер фотоэмульсии. Изучение зависимости от массы ядра-мишени выполнено для легчайших ядер-снарядов ^1H и ^4He . Для этого случая проведен сравнительный анализ событий с испусканием и без испускания быстрого адрона назад.

В четвертой главе разработаны критерии центральных соударений легких ядер-снарядов с тяжелыми мишенями. Проведен анализ этих взаимодействий и обсуждение полученных результатов.

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И ОБОЗНАЧЕНИЙ

$A_c, (A_M)$ - масса ядра-снаряда (-мишени)

c, m - как индексы обозначают принадлежность какой-либо величины к снаряду, мишени

$AA, (hA)$ - ядро- (адрон-) ядерные (соударения)

N - нуклон

En - ядерная фотоэмульсия типа НИИХИМ-фото BR-2

En^f - такая же, но загруженная легкими ядрами (H, C, O)

III - задняя полусфера в лабораторной системе координат

E_0, T_0, P_0 - первичные полная и кинетическая энергия, импульс

θ, ψ, P, T, m - пространственный и азимутальный угол, импульс, кинетическая энергия и масса вторичной частицы

$n_i^{F, B}$ - множественность частиц типа $i (=e, g, b)$ испускаемых в переднюю, заднюю полусферы

Q - суммарный заряд фрагментов-спектаторов падающего ядра

$\nu_{c, m}$ - число взаимодействовавших нуклонов ядра-снаряда, -мишени

$\gamma = \ln \operatorname{ctg}(\theta/2)$ - квазибыстрота (релятивистской) частицы

Глава I. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

I.1. Условия эксперимента, просмотр и отбор событий, классификация вторичных частиц

Изучение непериферических взаимодействий легких ядер с ядрами проводилось с помощью фотозмульсий НИИхимфото БР-2 стандартного ядерного состава (E_m) и аналогичных эмульсий, обогащенных легкими ядрами - H, C, O (E_m^*). Для исследования центральных соударений с ядрами ^{207}Pb понадобилось их введение в E_m в форме солей свинца.

Эмульсионные камеры были облучены на выведенном пучке синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ протонами, ядрами гелия и углерода с импульсом 4,5 ГэВ/с на нуклон.

Поиск многолучевых расщеплений ядер свинца ядрами углерода производился по площади $1,25/$ на микроскопе ММ-9 при увеличении 210X. Первичная оценка числа сильноионизирующих лучей в расщеплениях производилась визуально. Дальнейшей обработке подвергались только события, где это число было не менее 40. Остальная часть статистики эксперимента, состоящая из полных ансамблей неупругих соударений ядер $p, ^4He$ и ^{12}C с ядрами E_m и также из pE_m^* и $^4HeE_m^*$ взаимодействий, имеющих число сильноионизирующих частиц $N_h < 7$, была найдена при просмотре "вдоль следа" $1-3/$ при увеличении 900X. События типа рассеяния первичного трека на угол $< 3^\circ$ (для налетающих протонов $< 5^\circ$), без образования дополнительных частиц и видимого возбуждения ядра мишени относились к упругим. Исключались также случаи электромагнитной природы - с δ -электроном или e^-e^+ -парой.

Измерения геометрии событий, пробегов вторичных частиц, ионизационных потерь методом счета числа сгустков проводились на микроскопе KSM-1 при увеличении 1250X. Измерение полярного Θ и азимутального ψ углов вылета частиц, сводящееся к определению углов в плоскости микроскопа φ и угла погружения α , описано в [31].

При оценке энергетических потерь заряженных частиц обычно используется относительная величина J/J_0 , где J - ионизационная потеря исследуемой частицы; J_0 - ионизация трека однозарядной релятивистской частицы, соответствующая какой-либо характерной точке на кривой энергетических потерь (обычно минимуму или уровню плато).

В настоящем эксперименте величина J_0 практически совпадает с минимальной ионизацией, которая достигается на треках однозарядных нуклидов, имеющих импульсы в диапазоне (4,0+5,0) ГэВ/с на нуклон. В камерах, облученных протонами, для этой цели служил след первичной частицы. В камерах, облученных ядрами гелия и углерода, для определения величины J_0 были использованы однозарядные фрагменты этих ядер. В случае, что в данном событии таких фрагментов не было, для определения J_0 использовались такие же фрагменты налетающего ядра из других взаимодействий, которые находились на одинаковой глубине в фотослое. Последнее требование существенно для того, чтобы избавиться от известной [1] зависимости ионизации релятивистских частиц от глубины в фотослое.

Классификация вторичных частиц

В фотоэмульсионных экспериментах определилось следующее разделение вторичных заряженных частиц на группы, ставшее уже традиционным^{/1/} и практически общепринятым.

1-ая группа: "Ливневые" (или релятивистские, или v -) частицы. Это однозарядные частицы со скоростью $\beta\gamma = p/m > 1$. Принадлежность к этой группе определяется экспериментально по величине нормированных ионизационных потерь $J/J_0 < 1,4$.

2-ая группа: "Серые" (или g -) частицы. Это одно- и двухзарядные частицы с $J/J_0 \geq 1,4$ с пробегом в эмульсии стандартного состава типа ИР-2 (т.е. в E_m) $R > 3000$ мкм. Для E_m^* эта граница смещается до $R > 3600$ мкм.^{/3/} В случае однозарядных частиц этому соответствует скоростной интервал $0,23 < p/m \leq 1$. Отметим, что g -частицы состоят, в основном, из протонов, вырванных из ядра мишени в процессе соударения. Примесь "серых" пионов не превышает несколько процентов^{/1,2/}.

3-ья группа: "Черные" (или b -) частицы. Основная часть этих наиболее медленных вторичных частиц (соответствующий пробег $R \leq 3000$ мкм) испускается ядром в процессе ядерного снятия возбуждения через большое (в ядерных масштабах) время после взаимодействия. Для b -протонов получаем следующее ограничение на их импульсы: $p \leq 220$ МэВ/с $\leq p_F \approx (230+260)$ МэВ/с. Здесь p_F означает ферми-импульс нуклонов в ядре.

Часто g - и b -частицы объединяют в группу h -частиц (сильноионизирующих частиц или фрагментов ядра-мишени).

Вышеприведенная классификация вторичных частиц, хорошо себя зарекомендовавшая при исследовании адрон-ядерных взаимодействий, оказывается при ее применении к ядро-ядерным соударени-

ям неполной, так как в нее не включены непроизводившие (стрипшиновые) фрагменты (или спектаторы) налетающего ядра. Принято следующее расширение этой классификации еще на две группы /4,5/:

4-ая группа: Многозарядные ($Z \geq 2$) фрагменты ядра-снаряда. По производимой ими ионизации эти фрагменты соответствуют b -($Z > 2$) и g -($Z=2$) частицам. Однако, от них они уверенно идентифицируются, так как их ионизация постоянна на большой длине трека и для двух-зарядных фрагментов снаряда (g' -частиц) $J/J_0 \approx 4$. Для определения заряда фрагментов с $Z \geq 3$ (b' -частицы) использовались измерения плотности δ -электронов на длине не менее $1 \text{ см}/1,5/$.

5-ая группа: непроизводившие однозарядные фрагменты снаряда (s' -частицы), необходимо выделить (для корректного анализа свойств множественной генерации частиц) из фона рожденных частиц. Для этого использовалось свойство их сильной угловой коллимации "вперед". Это отличает их от частиц из фона, для которых, наоборот, в данной угловой области $d\delta/d \cos \theta = \text{const}$ /4-7/, что и позволяет определить (статистически) угловую границу, разделяющую обе группы (т.е. s - и s' -частицы) друг от друга. При наших первичных энергиях на нуклон она оказывается равной $\approx 3^\circ$ и приводит одновременно к следующему ограничению на импульсы s' -протонов в собственной системе налетающего ядра: $p \leq p_F$. В случае необходимости дополнительные импульсные измерения позволяют отличить в каждом конкретном событии s' -частицы от рожденных пионов.

1.2. Получение характеристик вторичных частиц для взаимодействий с отдельными группами ядер фотоэмульсии

1.2.1. Выделение событий на водороде

В табл. I.1 приведены рассчитанные на основе известных неупругих сечений^{/8,9/} и концентраций ядер^{/I.C.II/} вероятности неупругого взаимодействия налетающего протона и альфа-частицы с группами ядер H, (C,N,O) и (Ag,Br), входящими в состав как стандартной (Em), так и обогащенной легкими ядрами H,C,O (Em*) фотоэмульсии. Видно, что как при переходе от Em к Em*, так и с увеличением массы снаряда сильно возрастает вероятность соударений со свободным водородом.

Таблица I.1
Вероятности $f_H, f_{CNO}, f_{Ag,Br}$ неупругого взаимодействия налетающих протонов и альфа-частиц с группами ядер H, CNO, AgBr, входящими в состав Em и Em*

Взаимодействие	f_H [%]	f_{CNO} [%]	f_{AgBr} [%]	Число событий	
				$N_H \geq 0$	$N_H < 7$
$p + Em$	4	24	72	2576	1602
$p + Em^*$	11	50	39	2318	1663
$\alpha + Em$	7	29	64	977	574
$\alpha + Em^*$	17	54	29	1179	825

В предыдущих работах Сотрудничества /10-12/, где использовались тоже эмульсии двух типов (E_m и E_m^*) прямое выделение событий на водороде либо вообще не приводилось, либо было сделано весьма приблизительно. Необходимость такого выделения вытекает из того, что разностный метод получения характеристик на легкой и тяжелой компоненте фотоэмульсии (см. I.2.2), в котором используются только две (а не три или больше) фотоэмульсии, различающиеся взаимно своим ядерным составом дает возможность получить распределения характеристик лишь для двух групп ядер: ядер (Ag, Br) и ядер наполнителя (H, C, O).

В выше цитированных работах при анализе взаимодействий с легкой компонентой эмульсии была сделана попытка исключить из распределений по множественности событий, отнесенные к взаимодействиям со свободным водородом. Однако, примененный в этих работах подход не дает "рецепта" для вычитания характеристик взаимодействий с водородом из распределений других типов (например, одночастичных спектров).

В работе /12/ нами был предложен метод выделения событий на водороде, не обладающий этими недостатками. Его суть состоит в том, что взаимодействия со свободным водородом исключаются из полных ансамблей неупругих взаимодействий в E_m и E_m^* еще до применения разностного метода. Взаимодействия с водородом должны удовлетворять следующим критериям: 1) число g -частиц на звезде не должно превышать единицу; 2) не наблюдается ни один медленный фрагмент (т.е. ни γ -частица ни ядро отдачи); 3) Сумма абсолютных значений зарядов всех вторичных частиц, которую для событий, удовлетворяющих критериям 1) и 2), можно с достаточной точностью оценить по формуле

$$/Z/ = n_g + n_s + Q$$

(здесь Q - суммарный заряд стриппинговых фрагментов ядра-снаряда), должна принимать только следующие значения:

$$\begin{aligned} /Z/ &= 2, 4, \dots, (14) && \text{для } p + \text{''H''} \\ \text{и } /Z/ &= 3, 5, \dots, (19) && \text{для } \alpha + \text{''H''} \end{aligned}$$

взаимодействий.

Таблица I.2

Характеристики событий, выделенных по критериям отбора неупругих взаимодействий с водородом фотоэмульсии

Взаимодействие	$f_{\text{H}} [\%]$	$\langle n_{\text{ch}} \rangle$	$\langle n_{\text{g}} \rangle$	$\langle n_{\text{s}} \rangle$	$\langle Q \rangle$	$\langle \theta_{\text{g}} \rangle [^\circ]$	$\langle \theta_{\text{s}} \rangle$
$p + \text{''H''} (E_{\text{м}})$	9 ± 1	$2,4 \pm 0,1$	$0,63 \pm 0,03$	$1,75 \pm 0,06$	—	52 ± 2	23 ± 1
$p + \text{''H''} (E_{\text{м}}^*)$	11 ± 1	$2,3 \pm 0,1$	$0,50 \pm 0,03$	$1,84 \pm 0,05$	—	61 ± 3	25 ± 1
$\alpha + \text{''H''} (E_{\text{м}})$	10 ± 1	$3,5 \pm 0,2$	$0,52 \pm 0,05$	$1,95 \pm 0,14$	$1,11 \pm 0,06$	52 ± 3	21 ± 2
$\alpha + \text{''H''} (E_{\text{м}}^*)$	16 ± 1	$3,7 \pm 0,2$	$0,54 \pm 0,04$	$2,20 \pm 0,11$	$1,06 \pm 0,05$	53 ± 3	21 ± 1

Некоторые характеристики отобранных таким образом событий представлены в табл. I.2. Здесь f_{H} обозначает долю выделенных ("водородоподобных") событий от полного числа неупругих взаимодействий в фотоэмульсии данного типа. $\langle n_{\text{ch}} \rangle$ означает среднюю множественность всех вторичных заряженных частиц. На основе совместного рассмотрения этих данных и данных предыдущей таблицы I.1 можно сделать следующие выводы:

а) качество выделения по вышеприведенной процедуре столкновений со свободным водородом фотоэмульсии ухудшается при переходе от взаимодействий в $E_{\text{м}}^*$ к таким же в $E_{\text{м}}$. Это связано с уменьшением вероятности неупругих столкновений с ядром водорода с одной стороны, и с увеличением вклада взаимодействий

квазинуклонного типа с ядрами (Ag, Br) , которые лишь частично исключаются критерием четного или нечетного заряда, с другой стороны.

б) Засорение ансамбля взаимодействий, выделенного по критериям 1)-3), квазинуклонными событиями, заметно сказывается на угловых характеристиках и множественностях протонов отдачи (α -частиц) и "p+n" соударений в $E_{\text{п}}$.

в) Уменьшение примеси взаимодействий с квазисвободными (ядерными) протонами, наблюдающееся при обратном переходе из $E_{\text{п}}$ к $E_{\text{п}}^*$, приводит к увеличению $\langle n_{\alpha} \rangle$, но угловые характеристики α -частиц при этом не меняются.

Отметим, что предложенный нами метод, хотя и не лишен некоторых недостатков (связанных в основном с неполнотой информации, получаемой в фотоэмульсионных измерениях), может быть распространен и на случай более тяжелых ядер-снарядов. Для этого необходима только полная информация о зарядах фрагментов этих ядер. Ее использование является основным отличием предложенного метода по сравнению с методом отбора квазинуклонных событий^{/3/}.

1.2.2. Разностный метод

Основным преимуществом экспериментальных работ, проведенных с совместным использованием фотоэмульсий двух типов (см. напр. /3, 10, 11, 12, 91/ - эмульсии стандартного ядерного состава ($E_{\text{п}}$) и эмульсии, где доля событий на легкой компоненте увеличена в результате введения в $E_{\text{п}}$ наполнителя, содержащего эти легкие ядра (H, C, O) , является возможность получить характеристики неупругих взаимодействий в отдельности на группах легких и тяжелых ядер, практически не прибегая к каким-либо до-

полнительным физическим предположениям.

Для этого из распределения какой-нибудь характеристики полученного на основе данных из взаимодействий в эмульсии с наполнителем (E_m^*) вычитается такое же распределение на E_m деленное на коэффициент K , учитывающий увеличение объема эмульсии при наполнении и нормировку на одинаковую длину просмотра:

$$K = K^{\circ} \frac{L_{E_m}}{L_{E_m^*}} = K^{\circ} \frac{\lambda_{E_m} \cdot N_{E_m}}{\lambda_{E_m^*} \cdot N_{E_m^*}} \quad (1)$$

Здесь K° - множитель, равный увеличению объема (показывающий во сколько раз уменьшилась в E_m^* по отношению к E_m концентрация ядер (Ag, Br) после введения наполнителя), L_{E_m} и $L_{E_m^*}$ - полные длины, на которых изучалась данная характеристика.

В случае работы с ансамблями неупругих взаимодействий в E_m и E_m^* , из которых уже до применения вышеописанной разностной процедуры были исключены события со свободным водородом (см. I.2.I), сразу получаем распределение изучаемой характеристики на ядрах (C, O) :

$$N_i(C, O) = N_i(E_m^*) - \frac{1}{K} N_i(E_m) \quad (2)$$

Здесь N_i - количество событий (треков) с данной характеристикой, заключенной в пределах ячейки i изучаемого распределения.

Для получения такого же распределения на ядрах (Ag, Br) в той же области по N_n , где проводились измерения в E_m , используется соотношение

$$N_i(Ag, Br) = N_i(E_m) - \frac{N_i(C, O)}{K} \quad (3)$$

где $K' = \frac{1}{f'}$ $\frac{\sum_i N_i(C, O)}{\sum_i N_i(E_m)}$ и f' — есть доля неупругих взаимодействий на ядрах (C, N, O) в E_m (см. табл. I.1).

Отметим, что отбор и последующее измерение в E_m^* только событий, имеющих $N_H < 7$, как это проводилось в настоящем эксперименте^{/92/}, основывается на предыдущих опытах^{/10, 11/}, показавших, что вероятность наблюдения во взаимодействиях с ядрами (C, N, O) событий, имеющих $N_H > 6$ не превышает нескольких процентов.

Такое ограничение измерений в E_m^* , при котором отбирались фактически только малолучевые события, позволило нам в течение небольшого времени получить количество взаимодействий на легких ядрах, сравнимое с таким же количеством для тяжелой группы.

В экспериментах, проводимых с использованием лишь одного типа фотоэмульсии (E_m), часто появляется необходимость оценить влияние неоднородности ядерного состава, использованной мишени, на полученные результаты. В этом случае, либо прибегают к статистическому разделению событий на разных группах ядер, либо отбирают на основе какой-нибудь характеристики события на данной группе (аналогично тому, как это делалось в I.2.1 для взаимодействий с водородом).

Примером последнего метода является критерий "короткого луча"^{/1, 12, 13/}. Так, в нашей работе^{/12/} показано на основе разностной процедуры, что практически все звезды, содержащие частицы с пробегом меньше 80 мкм, относятся к легким ядрам. Недостатком критерия тем не менее остается его небольшая эффективность, которая не позволяет отобрать с его помощью все события на данной группе ядер. Такого дефекта лишен статисти-

ческий подход, где вероятности взаимодействий с отдельными группами ядер задаются прямым образом при составлении стат. весов^{/6/}. Здесь ключевым является предположение о том, что при фиксированном N_n все характеристики взаимодействий одинаковы на легкой и тяжелой группах ядер-мишеней. Данные настоящего эксперимента, полученные при помощи разностного метода (которые будут обсуждаться в разделе П.3.2), показывают, что такое предположение не всегда оправдано.

Разностный метод лишен систематических ошибок такого рода, из-за его результаты подвержены заметным статистическим флуктуациям. Действительно, используя соотношения (2) и (3) для вычисления среднеквадратичных ошибок в отдельных ячейках распределения на ядрах (C, O) и (Ag, Br) , получаем:

$$\sigma [N_i(C, O)] = \sqrt{N_i^2(E_m^*) + K^{-2} \cdot N_i^2(E_m)} \quad (4)$$

$$\sigma [N_i(Ag, Br)] = \sqrt{K'^{-2} \cdot N_i^2(E_m^*) + (1 + K^{-1} \cdot K'^{-1})^2 N_i^2(E_m)}$$

В нашем эксперименте $1 \leq K$, $K' \leq 2$, как следует из данных табл. I.1. Этот довольно характерный в работах подобного рода случай приводит к ошибкам, превышающим на (30+40)% статистические флуктуации исходных распределений как в E_m , так и в E_m^* .

I.2.3. Метод статистической идентификации

В главе III изучаются характеристики взаимодействий с испусканием быстрого адрона в заднюю полусферу в л.с.к. Для того, чтобы исследовать зависимость этого процесса от массы ядра-мишени, вполне естественно попытаться увеличить статистику событий на легких ядрах. В рамках разностного метода это можно осуществить добавлением к распределениям на ядрах наполнителя таких же распределений на ядрах желатинной фотоэмульсии. При

этом необходимо, однако, провести двукратное вычитание, которое с необходимостью приведет к дальнейшему увеличению статистических флуктуаций результирующих распределений.

Существует одно основное ограничение разностного метода, делающее его применение в данном случае принципиально невозможным. Оно связано с тем, что для изучаемого специального класса событий зависимость сечения данного процесса от массы A_M ядра-мишени, (которая априори неизвестна), может оказаться (и оказывается) существенно отличной от A_M -зависимости полного неупругого сечения взаимодействия. Это, в частности, не позволяет оценить долю f' , содержащуюся в разностном уравнении (3). Поэтому кажется более разумным провести разделение событий на взаимодействия с легкими (C, N, O) и тяжелыми (Ag, Br) ядрами эмульсии статистическим образом, но с обязательным учетом той априорной информации о их характеристиках, которую можно извлечь при помощи разностного метода. Необходимой предпосылкой такого подхода является нахождение таких характеристик неупругих взаимодействий с группами легких и тяжелых ядер, во котором можно было бы обе группы достаточно хорошо отличать друг от друга в самом широком диапазоне изменения значений этих характеристик. Проведенный нами анализ показал, что тройка $n_g - n_b - NR$ обладает этим свойством. Здесь $n_g (n_b)$ - множественности $g(b)$ - частиц в событии, и $NR=1$, если наблюдается ядро отдачи и $NR=0$ для всех остальных случаев. О качестве выбранной "метки" можно судить, например, по данным о корреляции между n_g и n_b и по N_h -распределениям в событиях с наличием (отсутствием) ядра отдачи. Эти данные для случая $\alpha(C, O)$ и $\alpha(Ag, Br)$ соударений с $N_h < 7$ приведены во II главе (рис. П.16 и П.15), где также обсуждаются физические причи-

столь большого различия этих распределений для легкого и тяжелого ядер-мишеней.

Сформулируем теперь алгоритм нами разработанного нового метода разделения - метода статистической идентификации /92/:

1. Из числа событий в стандартной (E_m) и загруженной (E_m^*) эмульсиях вычитают события на свободном водороде.

2. При помощи разностного метода получают трехмерные n_g-n_b-NR распределения для событий, произошедших на ядрах (C,O) и (Ag,Br) .

3. Каждому событию (следу, при изучении тех или иных характеристик), найденному в данного сорта эмульсии (стандартной или загруженной), приписывается вес, характеризующий его принадлежность к взаимодействиям с ядрами (C,N,O)

$W_{CNO}(n_g, n_b, NR)$ и ядрами (Ag, Br)

$W_{Ag, Br}(n_g, n_b, NR) = 1 - W_{CNO}(n_g, n_b, NR)$

$$W_{CNO}(n_g, n_b, NR) = \frac{N_{C,O}(n_g, n_b, NR)}{N_{C,O}(n_g, n_b, NR) + N_{Ag, Br}(n_g, n_b, NR)} \quad (I)$$

Здесь $N_{C,O}(n_g, n_b, NR)$ - число событий на ядрах (C,O) с числом $g(n_g)$ и $b(n_b)$ частиц и данным значением NR .

$N_{Ag, Br}(n_g, n_b, NR)$ - аналогичное число событий для взаимодействий с тяжелыми ядрами эмульсии.

4. Суммирование всех событий (следов) по обоим типам эмульсии проводится с учетом вероятности взаимодействия налетающего ядра с данной группой ядер в каждой эмульсии.

В заключение следует отметить, что предложенный метод не лишен систематических погрешностей, свойственных и всем другим

статистическим методом. Эти погрешности, которые могут возникнуть из-за предположения о близости характеристик событий на указанных группах ядер при фиксированных n_g, n_b и NR , являются, однако, в данном случае существенно меньшими статистических погрешностей вычислительной процедуры, использованной для определения статвесов. В пользу корректности данного метода говорит хорошая воспроизводимость тех типов распределений (например, угловых), которые не входили прямым образом в определение стат-весов, для всех типов частиц, образованных в "средних" (т.е. без какой-либо выборки) неупругих взаимодействиях с отдельными группами ядер.

1.3. Экспериментальный материал

В настоящей работе используется экспериментальный материал, состоящий из 5 ансамблей неупругих соударений легких ядер с ядрами фотоэмульсии. Материал был получен в рамках сотрудничества по исследованию взаимодействий быстрых адронов и ядер с ядрами, организованным фотоэмульсионным комитетом Объединенного института ядерных исследований. Полная статистика экспериментов, на которой основан анализ представленный в диссертационной работе составляет: 2576 pEm, 1663 pEm*, 977 α Em, 826 α Em*, 1006 ^{12}C Em и 87 ^{12}C Pb ($cN_h \geq 50$) взаимодействий.

Глава II. ОБЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

II.1. Каскадно-испарительная модель ядро-ядерных соударений

В настоящее время известно большое число моделей неупругих взаимодействий высокоэнергетических ядер (например ^{13-30/}), которые по форме и деталям весьма отличаются друг от друга. Они в своем большинстве являются обобщением моделей адрон-ядерных (hA) - соударений ^{13,31-38/} на случай составного снаряда-ядра. В их основе, как правило, лежит один из двух механизмов взаимодействия: каскадный механизм, когда суммарное взаимодействие рассматривается как разветвленная последовательность ("дерево") некогерентных взаимодействий быстрых частиц с отдельными внутриядерными нуклонами и коллективный механизм, при котором взаимодействие быстрой частицы происходит когерентно сразу с несколькими внутриядерными нуклонами.

Следует отметить, что условия применимости большинства разработанных на сегодняшний день моделей ядро-ядерных (AA)-столкновений весьма ограничены. Так, например, существенным условием применимости как гидродинамических ^{14-16,24,25,27/}, так и термодинамических ^{14,20,22,23,28/} моделей является требование, чтобы пробег частицы в ядре был намного меньше характерных размеров самого ядра R . Кажется естественным выполнение условия $\lambda \ll R$ только для нуклонов, проходящих по диаметру (достаточно большого) ядра и ни в коем случае для периферических соударений, которые, однако, составляют существенную долю hA и AA - взаимодействий. С другой стороны, предположение

о том, что время реализации акта внутриядерного адрон-нуклонного (hN) -соударения существенно меньше временного интервала между этими актами, которое выполняется по-видимому для большинства столкновений высокоэнергетических частиц с внутриядерными нуклонами, является необходимой предпосылкой любой попытки свести динамику AA - взаимодействий к совокупности отдельных статистически независимых (если не учитывать законы сохранения) hN и NN -соударений.

Вторым основным ингредиентом всех современных моделей внутриядерных каскадов /13, 14, 17, 30, 38/ является допущение применимости релятивистской классической механики для описания траекторий отдельных частиц. Другими словами, де-бройлевская длина волны всех участвующих во взаимодействии частиц должна быть существенно меньше межнуклонных расстояний.

Для сравнения с экспериментальными данными в настоящей работе был использован вариант модели внутриядерных каскадов, разработанный в статье /17/. В этом варианте модели каждое из сталкивающихся ядер рассматривается по отношению к налетающим на него нуклонам другого ядра и рожденным ими каскадным частицам как нуклонный ферми-газ в потенциальной яме с диффузной границей. Каскадный процесс, вызванный начальными двухчастичными NN столкновениями, продолжается до тех пор, пока все каскадные частицы не вылетят из (возможно уже разошедшихся друг от друга) ядер или не поглотятся ими. Взаимодействием каскадных частиц между собой, а также образованием барионных и бозонных резонансов в данной версии модели пренебрегают. Распад возбужденных ядер, оставшихся после вылета каскадных частиц описывается при помощи стандартного испарительного механиз-

ма^{/13/} с параметрами плотности уровней $a=A/10 \text{ МэВ}^{-1}$. Эту модель внутриядерных каскадов дополненную испарительной стадией будем в дальнейшем называть каскадно-испарительной моделью (КИИ).

Одной из отличительных черт КИИ, по сравнению с некоторыми другими моделями АА-соударений (см. ^{/14/}), является обстоятельство, что она реализована методом Монте-Карло для моделирования эксклюзивных конечных состояний, что позволяет относительно легко сравнивать с данными эксперимента, учитывая его конкретные условия. С другой стороны, тот факт, что в КИИ учитывается определенная динамика взаимодействия на основе известных эмпирических данных о nN взаимодействиях при соответствующих энергиях, позволяет использовать предсказания модели в качестве своеобразного "ядерного фазового объема", на фоне которого разумно вести поиск всяких коллективных эффектов или новых интересных особенностей АА-соударений. Последнее обстоятельство имеет прямое отношение к наиболее интересной проблеме поиска и изучения тех черт АА-столкновений, которые делают их фундаментальными, т.е. несводимыми к nN и (или) nA - взаимодействиям.

П.2. Протон-ядерные взаимодействия

Исследование динамики АА-соударений проще всего начать не только в теории, но также и в эксперименте, с более элементарного случая, когда сложной структурой одного из сталкивающихся объектов можно в определенном смысле пренебречь.

Решение такой задачи неотъемлемо связано с вопросом о том, до каких E_0 ("снизу") справедливы закономерности, обнаружен-

ные при изучении адрон-ядерных соударений в области $E_0 > 10$ ГэВ.

В настоящем разделе будет показано, что такими "нормировочными" данными могут еще и при наших энергиях на нуклон ядра-снаряда служить характеристики протон-ядерных (рА) - взаимодействий. Однако, в отличие от данных с более тяжелыми ядрами-снарядами или при более высоких E_0 , особенно важными являются здесь разные "неасимптотические" эффекты. Примером последних может служить физическая выделенность группы взаимодействий без образования заряженных релятивистских частиц. Этому вопросу посвящена вторая часть раздела.

П.2.1. Сравнение с данными при более высоких энергиях

Анализ пА - взаимодействий при $E_0 \geq 10$ ГэВ показал^{/31-38, 45, 54/}, что самыми интересными, с точки зрения пространственно-временного развития процесса множественной генерации частиц, являются характеристики ливневых и серых частиц, и, в особенности, их взаимные корреляции. Это не случайно, так как подавляющей долей π^- -частиц при этих энергиях являются рожденные частицы (в основном π^- -мезоны), и быстрые фрагменты ядрамишени (т.е. g -частицы) обладают способностью передавать информацию о поведении π^- -частиц во время их прохождения через ядро. По современным представлениям^{/13, 33, 38/}, g -частицы образуются либо в соударениях первичной частицы и рожденных адронов с внутриядерными нуклонами или за счет каскадного процесса, вызванного самими g -частицами. Относительный вклад этих процессов является интересной проблемой множественного рождения на ядрах, но какие бы эти вклады не были, множественность g -частиц (n_g) можно рассматривать как хорошую статистиче-

скую меру числа внутриядерных столкновений первичного адрона.

Рассмотрим сначала зависимость угловых характеристик ν -частиц (в терминах квазибыстроты $\eta = \ln \operatorname{ctg} \theta/2$) от толщины ядерного вещества и (или) количества внутриядерных столкновений в ядре-мишени. Для этого на рис. П.1 представлено отноше-

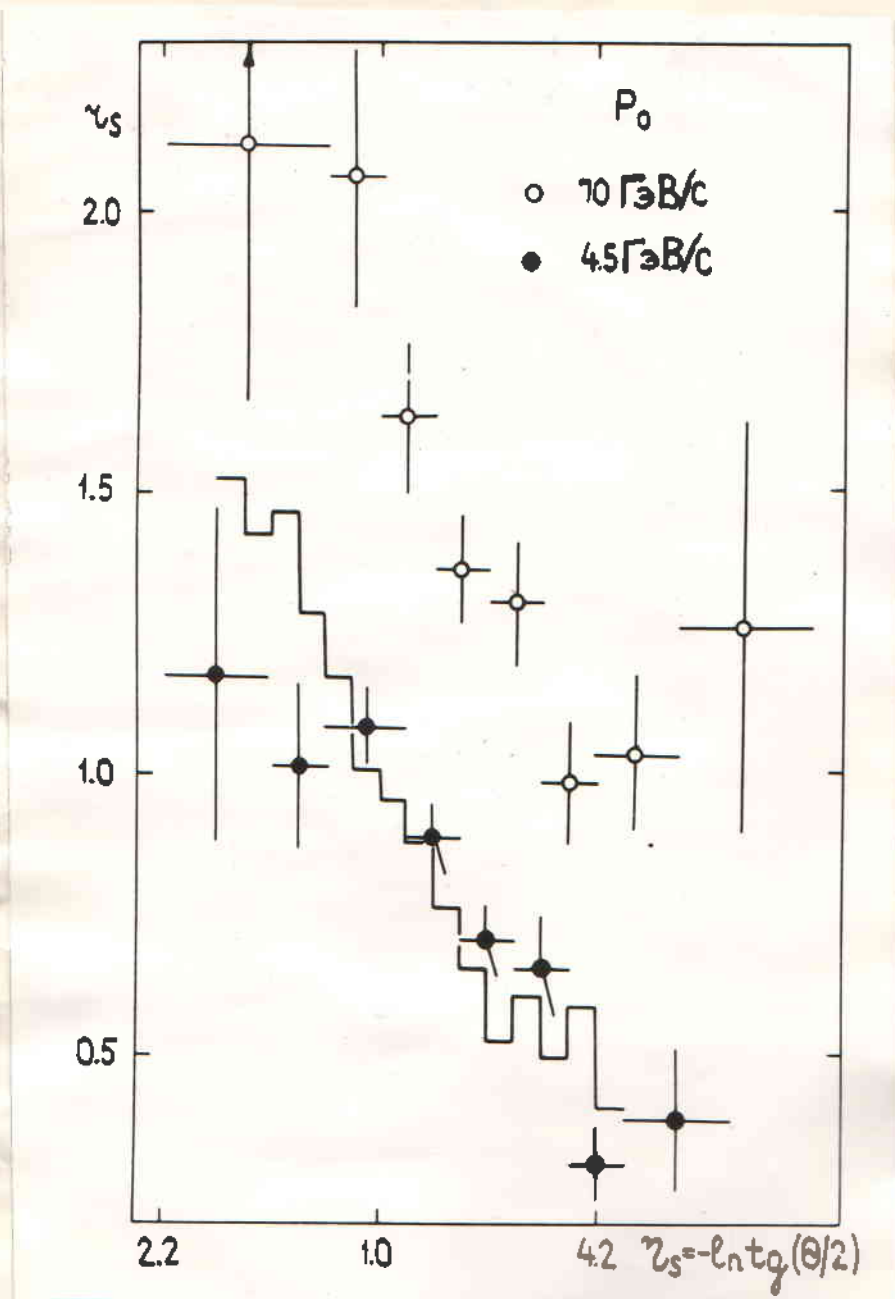


Рис. П.1. Отношение ν_s в зависимости от квазибыстроты ν -частиц. Гистограмма - расчет по КМ для нашего эксперимента

ние /87/ :

$$r_s(\eta) = \frac{\frac{1}{\sigma} \frac{d}{d\eta} p(Ag, Br)}{\frac{1}{\sigma} \frac{d}{d\eta} p(C, O)}$$

инклюзивных спектров в $p(Ag, Br)$ и $p(C, O)$ взаимодействиях и на рис. П.2 - зависимость средних значений квазибыстроты s -частиц от n_g при разных E_0 .

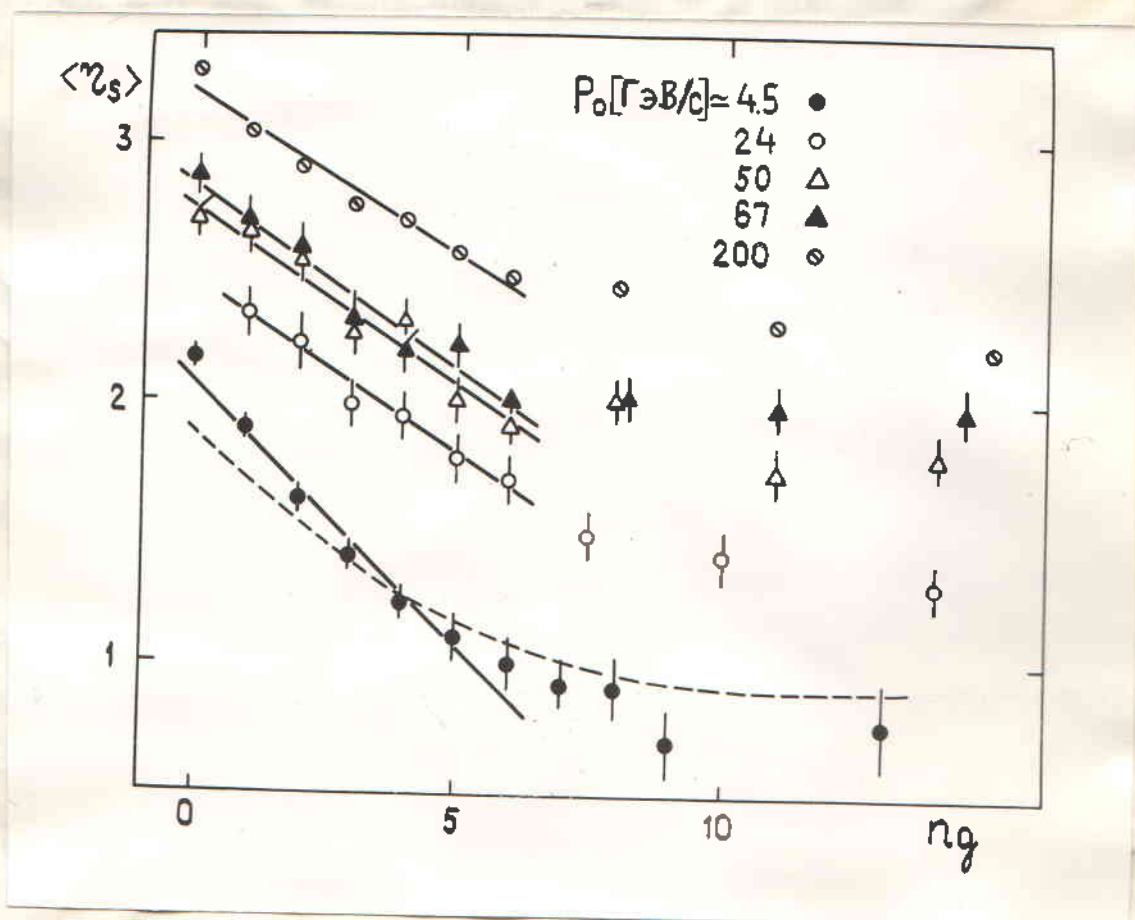


Рис. П.2. Зависимость средних значений квазибыстрот s -частиц от числа g -частиц в событии. Сплошные прямые - результат линейной подгонки в области $n_g \leq 6$. Штриховая линия - расчет по КИМ для нашего эксперимента

Анализируя эти данные, можно заключить следующее:

I. Поведение $r_s(\eta)$ при $p_0 = 4,5$ и 70 ГэВ/с качественно одинаково, хотя они примерно в два раза различаются по своей величине во всей области углов испускания частиц. Это означает,

что (относительное) увеличение числа g -частиц происходит с увеличением E_0 примерно одинаково во всей области фазового пространства.

2. С увеличением числа внутриядерных столкновений центры распределений по квазибыстроте смещаются в сторону больших углов. При этом в диапазоне $n_g \leq 6$ наблюдается при всех p_0 резкий спад, хорошо описываемый линейной зависимостью

$\langle \eta \rangle = \eta_0 - a n_g$. Этот спад в области больших значений n_g уменьшается и постепенно выходит на плато. Отметим, что такое поведение (и при наших E_0) не противоречит зависимости типа $\langle \eta \rangle \sim \sqrt{n_g}$, использовавшейся ранее при более высоких энергиях /32,40/. Так, если предположить, что связь между средним числом внутриядерных столкновений ν и множественностью g -частиц в событии такая же, как и в моделях /34,35/, т.е.

$\langle \nu \rangle \sim \sqrt{n_g}$, тогда $\langle \eta \rangle \sim \langle \nu \rangle$, начиная уже с $p_0 = 4,5 \text{ ГэВ/с}$.

Хорошо известно (см. /32/), что, хотя и множественности частиц в pp и hA взаимодействиях при высоких энергиях относительно велики, их распределение по n_{ch} (или n_s) сильно отличается от того, что имело бы место для чисто статистического (т.е. однокомпонентного) случая. Это приводит к тому, что связь между $\langle n_s \rangle$ и $D^2 \equiv \langle n_s^2 \rangle - \langle n_s \rangle^2$ довольно далека от линейной, и, более того, $\langle n_s \rangle \sim D$ (соотношение Врублевского /41/). Так, в работе /86/ мы показали, что все данные по pEm взаимодействиям в области $p_0 \geq 3,1 \text{ ГэВ/с}$ описываются линейной зависимостью $D = (0,573 \pm 0,09) n_s + (0,139 \pm 0,024)$.

Для того, чтобы охарактеризовать отклонение формы n_s -распределений от чисто пуассоновской, удобно ввести величину

$$g^2 = (D^2 - \langle n_s \rangle) / \langle n_s \rangle^2$$

Если экспериментальное распределение шире распределения Пуассона, то $g^2 > 0$, если оно уже, то $g^2 < 0$. Зависимость g^2 от T_0 приведена для pEm и pp взаимодействий на рис. П.3.

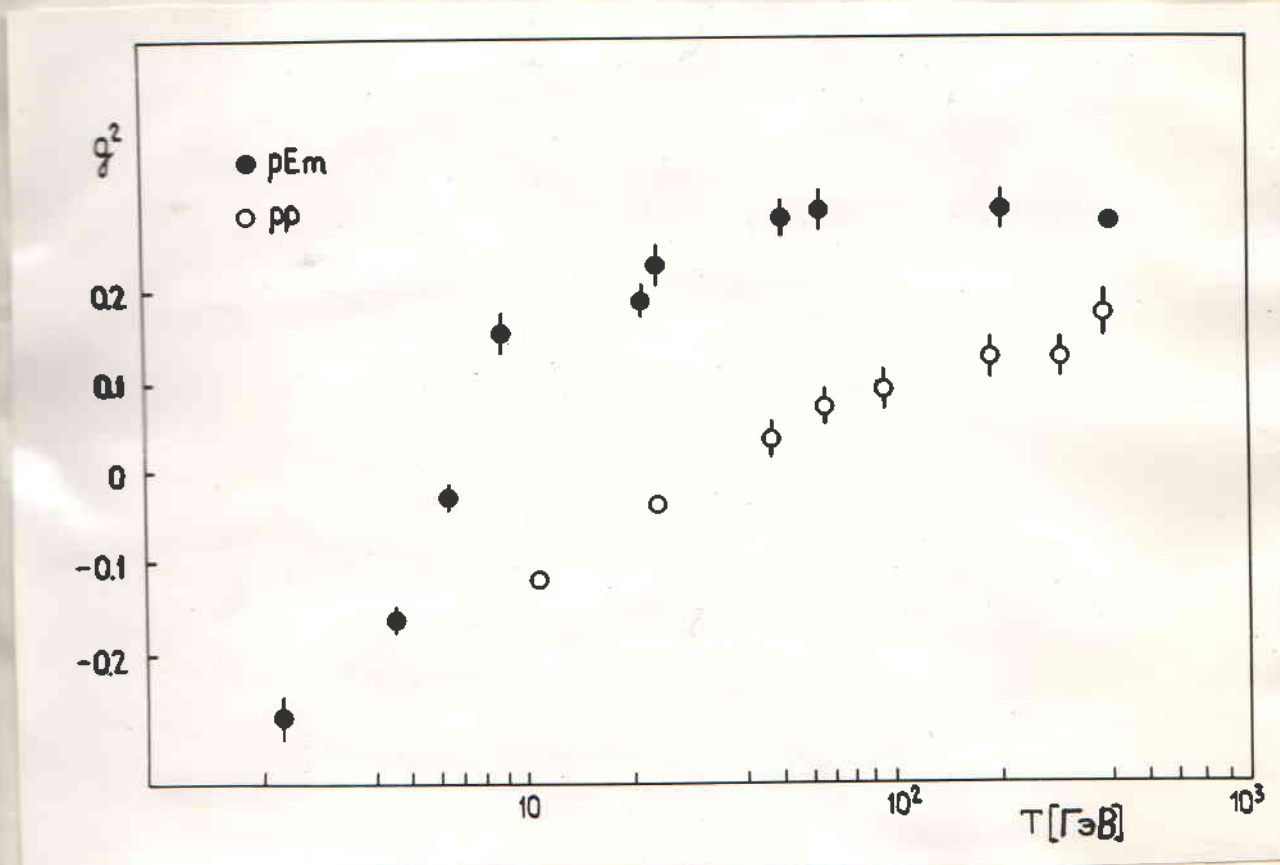


Рис. П.3. Зависимость величины $g^2 = (D^2 - \langle n_s \rangle) / \langle n_s \rangle^2$ от первичной кинематической энергии T_0 протона.

Обращает на себя внимание сильная зависимость этого параметра от энергии первичного протона в области $E_0 \leq 20$ ГэВ и выход этой зависимости на плато при более высоких энергиях. Отметим, однако, что сильная энергетическая зависимость g^2 в этой области имеет довольно тривиальную природу, так как и в этой области энергетическая зависимость формы n_s - распределения исчерпывается (практически полностью) такой же зависимостью для среднего значения $\langle n_s \rangle$, т.е. КНО - скейлингом^{/42/}. Как было показано в нашей работе^{/86/}, параметризации КНО-функций в

областях $E_0 \leq 20$ ГэВ и $E_0 > 20$ ГэВ отличаются и поэтому наблюдается и смена режима зависимости $g^2 = f(E_0)$ при $E_0 \approx 20$ ГэВ.

Экспериментально наблюдаемое поведение множественностей в np - соударениях в работе^{/36/} трактовалось как проявление квазиядерной структуры сталкивающихся объектов, приводящее к тому, что основным фактором, устанавливающим форму этих распределений, являются флуктуации в количестве взаимодействовавших валентных кварков, а не вклады от отдельных субсоударений. Обобщая этот подход на случай pA - взаимодействий, где имеется еще дополнительный источник флуктуаций, связанный с разными числами внутриядерных столкновений в событии, можно предположить, что n_s - распределения в принципе чувствительны как к характеристикам элементарного акта (pN или $\bar{p}N$ - соударения), так и к количественным характеристикам реализующихся в соударении с ядром флуктуаций (как это делается, например, в модели внутриядерных каскадов^{/13/} в области небольших E_0 или в моделях многократных перерассеяний^{/31,37/} при более высоких энергиях). Следует при этом учесть, что соотношение разных вкладов существенно зависит от реальных условий эксперимента и, в частности, от ограничений, налагаемых на наблюдаемые конечные состояния.

То, что механизмы многократного рассеяния медленных (каскадных) частиц при наших и более высоких E_0 качественно (и количественно) похожи друг на друга, иллюстрируется на рис. П.4а. Здесь приведена зависимость отношения числа g - частиц, испускаемых в переднюю и заднюю полушеры в л.с.к., т.е. $(F/V)_g$ от n_s . Видно, что с ростом числа внутриядерных столкновений степень асимметрии угловых спектров практически не изменяется (слабо уменьшается). Исключение составляет лишь события

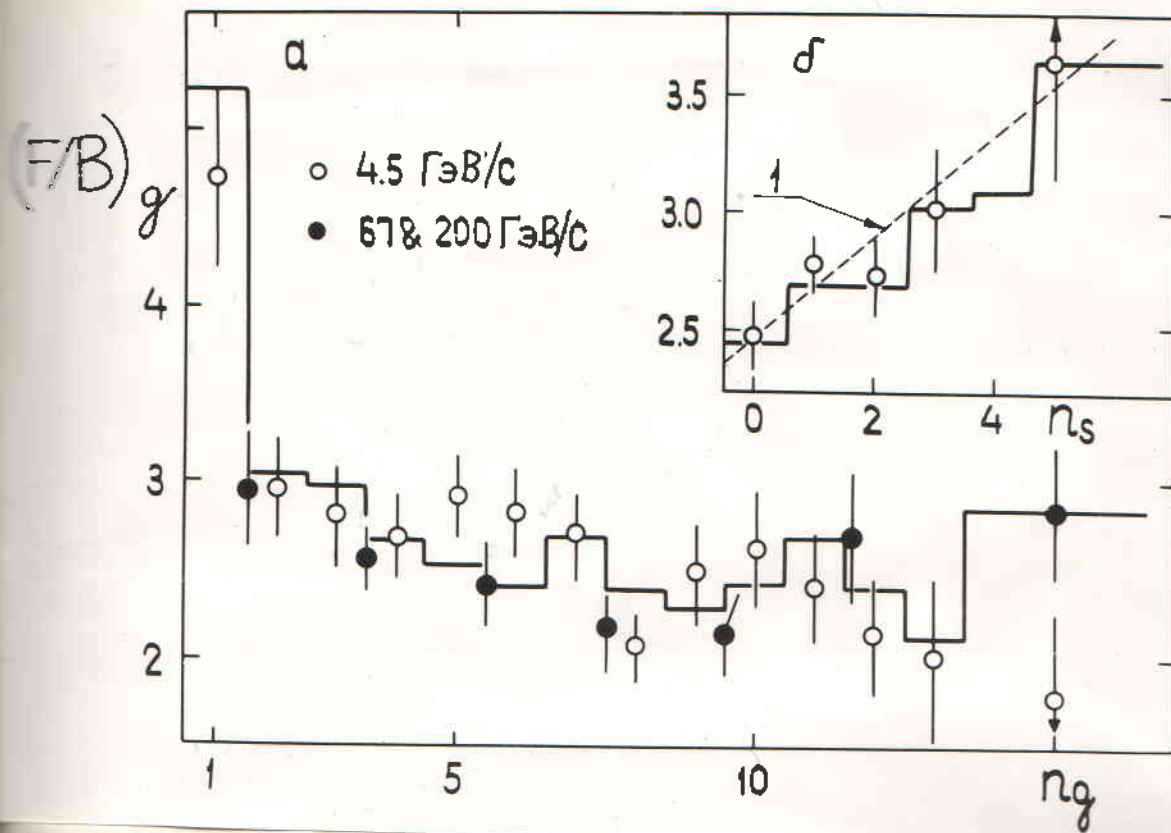


Рис. П.4. Зависимость коэффициента угловой асимметрии g - частиц $(F/V)_g$ от n_g (рис. а)) и от n_s (рис. б)). Гистограмма - расчет по НИИ. Штриховая линия - I - результат линейной подгонки $(F/V)_g = 2,44 + 0,22 n_s$

с $n_g = 1$, в группу которых большой вклад вносят сильно периферические события. Это поведение изучаемой зависимости мало зависит от энергии первичного протона. Оно указывает также на то, что коэффициент пропорциональности, связывающий количество g -протонов, испускаемых в область кинематики запрещенную для свободных pN -соударений (т.е. в заднюю полусферу в л.с.к.), с их числом "вперед", мало зависит от полного числа внутроядерных соударений в событии.

Приведенное выше сравнение некоторых характеристик α - и g -частиц могло бы привести к неправильной мысли о том, что не только механизм образования быстрых фрагментов ядра-мишени, но и сам характер процесса множественного рождения (т.е. образования α -частиц) мало зависит от первичной энергии. К такой интерпретации этих характеристик необходимо отнестись с большой осторожностью, так как при небольших E_0 (какими являются и энергии первичного протона в настоящем эксперименте) очень большую роль играют законы сохранения. Действительно, если при высоких энергиях суммарная энергия, уносимая продуктами фрагментации мишени незначительна по сравнению с энергией, уносимой лидирующей частицей или отданной на мезонообразование, при наших E_0 эти энергии сравнимы /7, 13, 89, 90/.

Проиллюстрируем эти утверждения. На рисунке П.4б) показана зависимость коэффициента асимметрии угловых спектров g -частиц $(F/B)_g$ от множественности α -частиц в событии; на рис. П.5 приведена зависимость $n_s / D = f(n_g)$ и на рис. П.6 - корреляция $N_h = f(n_s)$. Анализируя эти данные, можно заключить следующее:

1. Асимметрия угловых распределений g -частиц растет с увеличением n_s . Это находится в полном противоречии с данными для более тяжелых ядер-снарядов с той же энергией на нуклон (непроиллюстрировано), или для пар соударений при $E_0 \geq 10 \text{ ГэВ}^{45/}$.

2. Максимальное расщепление ядра-мишени (сопровождающееся минимальной асимметрией угловых спектров g -частиц) достигается в событиях с $n_s = 0$, т.е. во взаимодействиях с полным отсутствием релятивистских заряженных частиц (в том числе и лидирующего протона). В остальных взаимодействиях (т.е. для $n_s > 0$) $\langle N_h \rangle$ практически не зависит от n_s (при наших E_0).

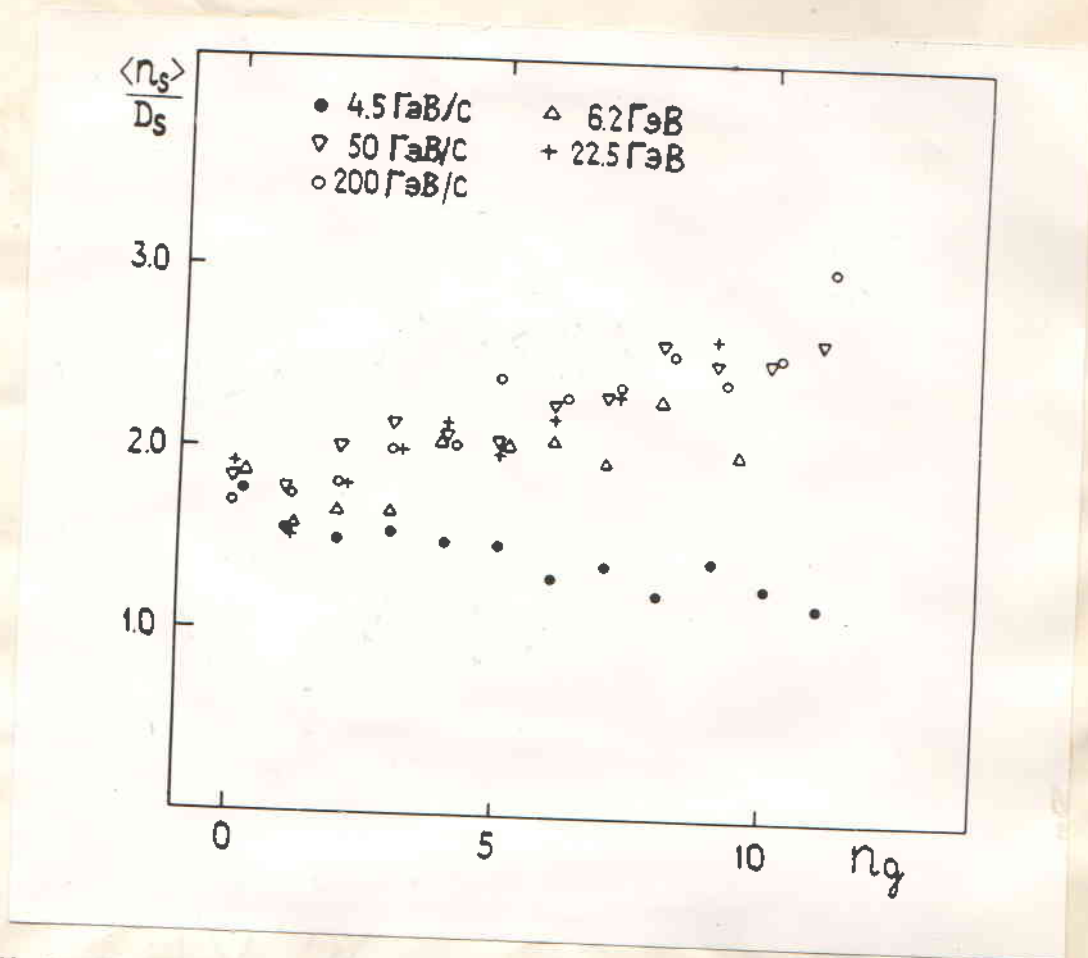


Рис. П.5. Зависимость отношения среднего значения к средне-квадратическому отклонению распределения по множественности s -частиц от числа g -частиц в событии

3. При всех доступных энергиях наблюдается приблизительно линейная зависимость отношения n_s / D от n_g , но при $E_0 \leq 6$ ГэВ наклон этой кривой отрицателен. Такое относительное уширение n_s -распределений с ростом n_g в этой области свидетельствует о том, что при больших n_g является существенным вклад процессов внутриядерных перерассеяний в множественности s -частиц. С другой стороны, рост наклона этой зависимости при $E_0 > 6$ ГэВ и выход на асимптотический режим при $E_0 \gtrsim 20$ ГэВ указывают, возможно, на то, что "сужение" n_s -распределений вызвано уменьшением флуктуаций в количестве взаимодействовавших валентных кварков при переходе к событиям со все большим числом g -частиц [31, 36, 37].

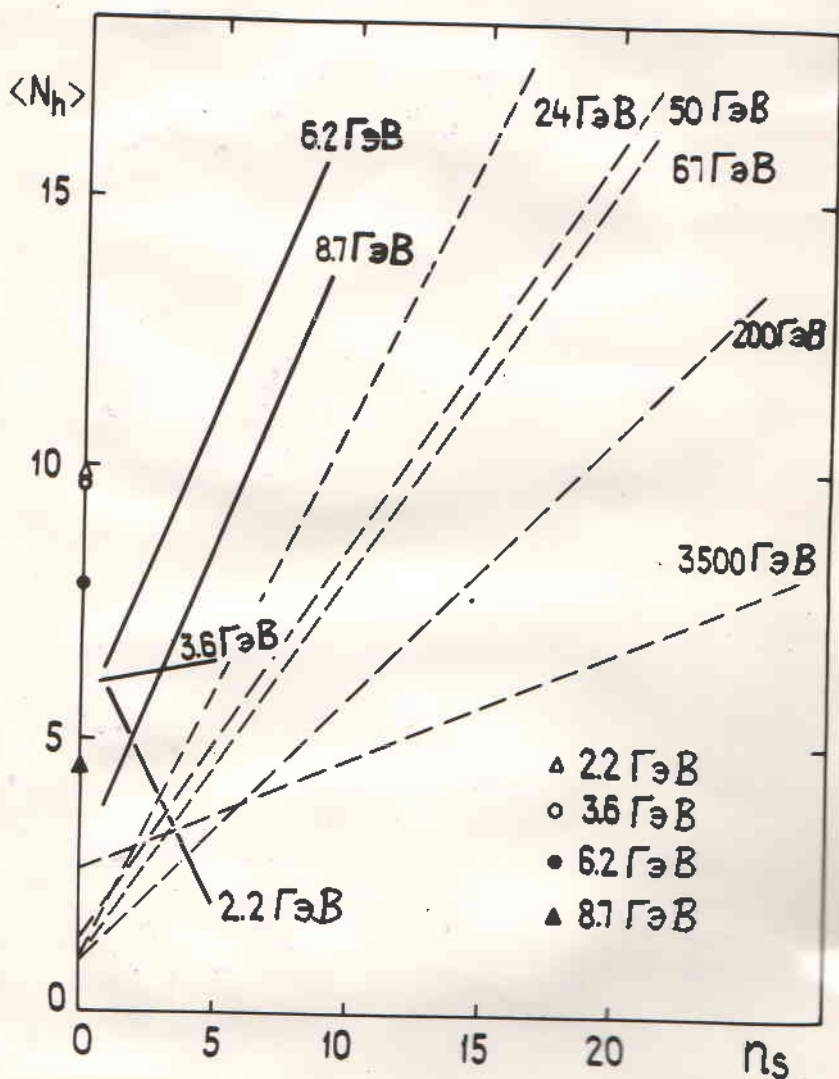


Рис. П.6. Наклоны линейных участков корреляции $\langle N_h \rangle$ от n_s .
Точка $n_s = 0$ исключена из аппроксимации

В заключение отметим, что немонотонный ход зависимости наклонов линейных участков корреляции $\langle N_h \rangle = f(n_s)$ от E_0 (см. рис. П.6) устраняется, если вместо n_s использовать скейлинговую переменную $z = n_s / \langle n_s \rangle$ /86/. В этом случае наклоны монотонно растут с ростом E_0 , достигая асимптотического значения при $E_0 \gtrsim 20$ ГэВ.

II.2.2. Взаимодействия без образования релятивистских заряженных частиц

Как было показано в предыдущем разделе, рА взаимодействия при $E_0 \leq 10$ ГэВ указывают на значительную роль эффектов, имеющих четко неасимптотическую природу. Это означает, что нельзя даже условно разбить систему, состоящую первоначально из налетающего протона и ядра-мишени на какие-нибудь относительно автономные подсистемы, энергетический баланс в которых устанавливался бы (квази-) независимым друг от друга образом.

В связи с этим возникает вопрос о существовании при этих, относительно небольших, E_0 взаимодействий, когда налетающий адрон отдает практически полностью всю свою кинетическую энергию не на мезообразование, а только на разрушение ядра-мишени^{/46/}. Эту проблему мы рассмотрели в работе^{/88/}.

Как показывает корреляция $\langle N_n \rangle = f(n_s)$ (рис. II.6), события без образования релятивистских заряженных частиц образуют при $E_0 \leq 20$ ГэВ особую группу, отличающуюся тем, что $\langle N_n \rangle$ в ней заметно больше, чем во всех (при $E_0 \leq 4$ ГэВ), или в большинстве взаимодействий с $n_s > 0$. Для того, чтобы было возможно более подробно изучать выделенность этой группы и по другим характеристикам, удобно исключить из дальнейшего рассмотрения события с $n_s = 1$. Таким образом, полный ансамбль рА-взаимодействий автоматически распадается на два класса.

Класс А: события без заряженных релятивистских частиц в конечном состоянии, т.е. $n_s = 0$

Класс Б: события с $n_s > 1$, т.е. те, в которых можно ожидать наличие хотя бы одной рожденной частицы (π -мезона).

Вероятности появления событий класса А и средние множественности фрагментов ядра-мишени $\langle N_n \rangle$ (равные $\langle n_{ch} \rangle$ в

II.2.2. Взаимодействия без образования релятивистских заряженных частиц

Как было показано в предыдущем разделе, рА взаимодействия при $E_0 \leq 10$ ГэВ указывают на значительную роль эффектов, имеющих четко неасимптотическую природу. Это означает, что нельзя даже условно разбить систему, состоящую первоначально из налетающего протона и ядра-мишени на какие-нибудь относительно автономные подсистемы, энергетический баланс в которых устанавливался бы (квази-) независимым друг от друга образом.

В связи с этим возникает вопрос о существовании при этих, относительно небольших, E_0 взаимодействий, когда налетающий адрон отдает практически полностью всю свою кинетическую энергию не на мезообразование, а только на разрушение ядра-мишени^{/46/}. Эту проблему мы рассмотрели в работе^{/88/}.

Как показывает корреляция $\langle N_h \rangle = f(n_s)$ (рис. II.6), события без образования релятивистских заряженных частиц образуют при $E_0 \leq 20$ ГэВ особую группу, отличающуюся тем, что $\langle N_h \rangle$ в ней заметно больше, чем во всех (при $E_0 \leq 4$ ГэВ), или в большинстве взаимодействий с $n_s > 0$. Для того, чтобы было возможно более подробно изучать выделенность этой группы и по другим характеристикам, удобно исключить из дальнейшего рассмотрения события с $n_s = 1$. Таким образом, полный ансамбль рА-взаимодействий автоматически распадается на два класса.

Класс А: события без заряженных релятивистских частиц в конечном состоянии, т.е. $n_s = 0$

Класс Б: события с $n_s > 1$, т.е. те, в которых можно ожидать наличие хотя бы одной рожденной частицы (π -мезона).

Вероятности появления событий класса А и средние множественности фрагментов ядра-мишени $\langle N_h \rangle$ (равные $\langle n_{ch} \rangle$ в

данном случае) приведены в табл. П. I для кинетических энергий снаряда в диапазоне $T_0 = (2,2-22,5)$ ГэВ. Видно, что относительный вклад этих событий заметно падает с ростом T_0 , и поэтому эти события для более высоких энергий уже не составляют выделенную группу /47/. Среднее количество $\langle N_h \rangle$ и $\langle n_g \rangle$ в событиях класса А тоже падает с ростом T_0 , хотя этот спад существенно более медленный, чем соответствующее этому уменьшение вероятности их образования.

Таблица П. I

Основные характеристики рЕш-соударений без образования релятивистских заряженных частиц

$T_0, \text{ГэВ}$	2.2	3.6	6.2	8.7	22.5
$P(n_s=0)\%$	31.8	11.6	4.2	3.5	0.7
$\langle N_h \rangle$	9.87 ± 0.34	9.52 ± 0.42	7.78 ± 0.70	4.58 ± 0.77	5.00 ± 0.97
$\langle n_g \rangle$	—	4.31 ± 0.19	3.11 ± 0.31	—	1.33 ± 0.52

На рис. П. 7+П. 10 приведены некоторые дифференциальные характеристики δ -частиц в обоих классах (А и Б) событий, полученные в настоящем эксперименте. Видно, что:

I. Распределения по множественности (рис. П. 7) в этих классах различаются: для класса А распределение по n_g шире, чем для класса Б. Это приводит к тому, что в корреляции $\langle n_g \rangle = f(n_g)$ (см. рис. П. 8) наблюдается скачок в точке $n_g = 0$. Отметим также, что в области $n_g > 0$ средняя множественность δ -частиц практически не зависит от количества образованных ν -частиц.

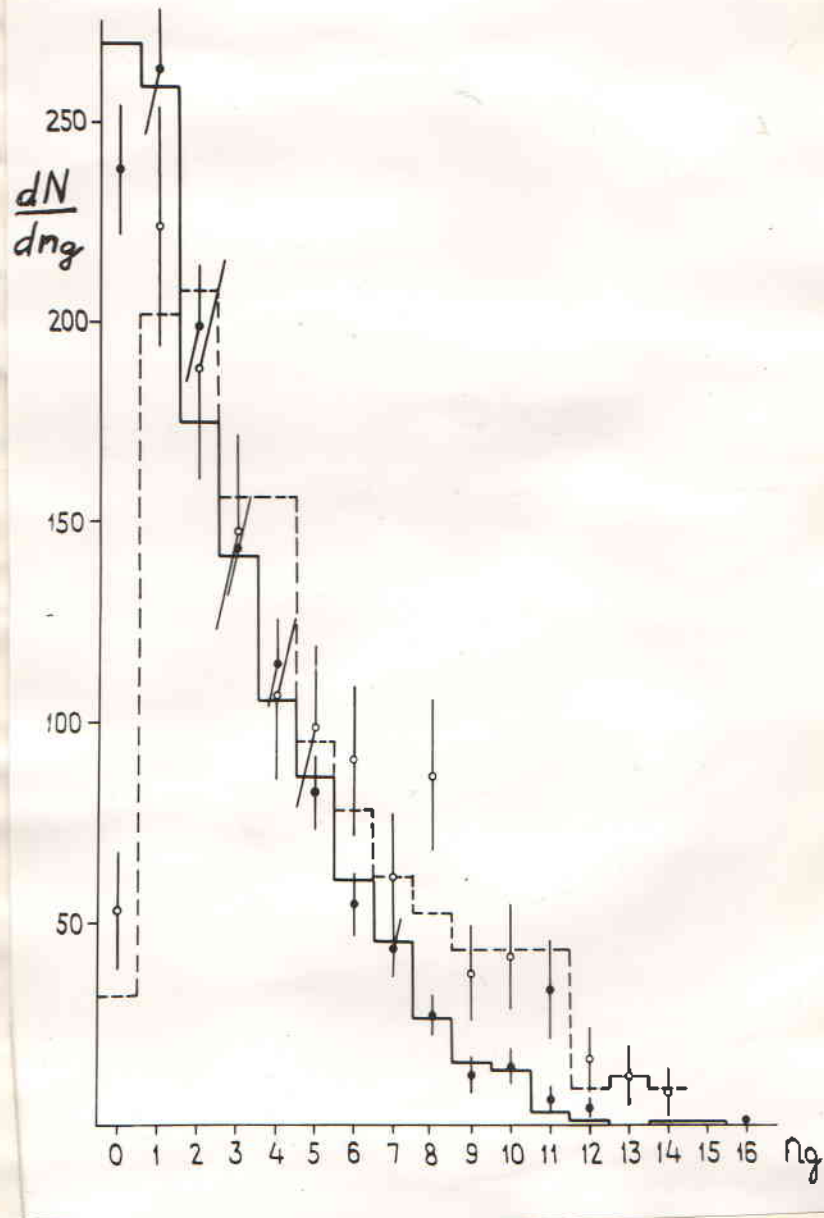


Рис. П.7. Распределение по числу серых частиц в соударениях класса А (пустые кружки - эксперимент, штриховая гистограмма - КММ) и класса Б (полные кружки - эксперимент, сплошная гистограмма - КММ)

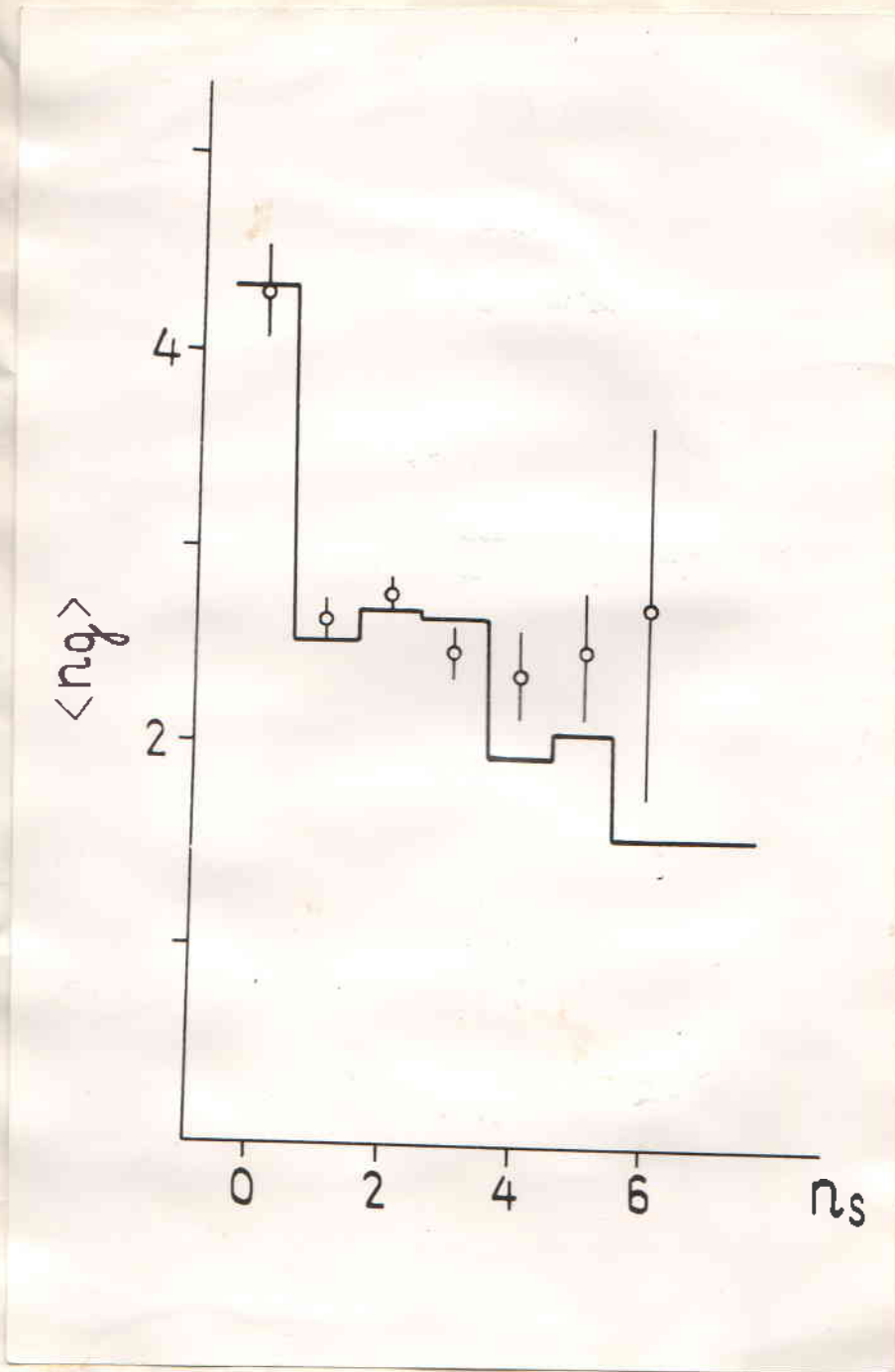


Рис. П.8. Зависимость $\langle n_g \rangle$ от n_s .
Гистограмма - КЛМ, кружка - эксперимент

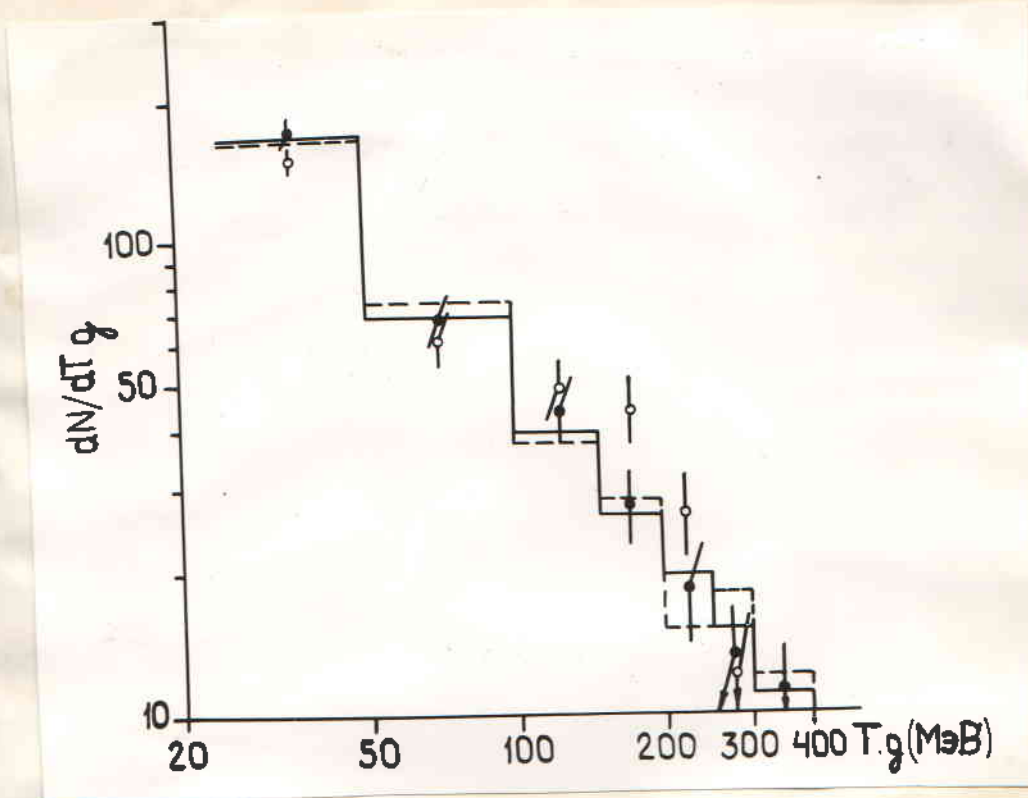


Рис. П.9. Распределение по кинетической энергии серых частиц в событиях класса А (пустые кружки - эксперимент, штриховая гистограмма - КИМ) и класса Б (полные кружки - эксперимент, сплошная гистограмма - КИМ)

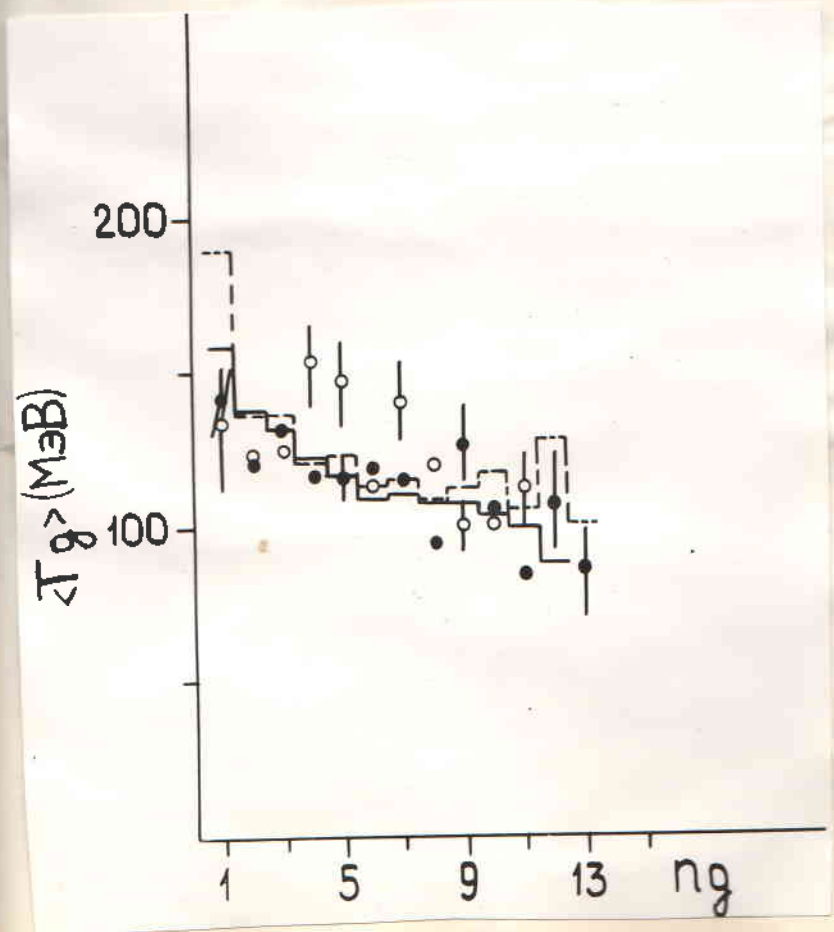


Рис. П.10
Зависимость средней кинетической энергии серых частиц от их числа. Обозначения такие же, как на рис. П.9

2. Энергетические спектры (рис. П.9) и зависимости типа $\langle \tau_g \rangle = f(n_g)$ (рис. П.10) для g -протонов в событиях обоих классов мало отличаются друг от друга.

Таким образом, можно заключить, что, кроме разницы в асимметрии угловых спектров g -частиц (см. рис. П.4а) и в распределениях по множественности g -частиц, остальные характеристики не претерпевают практически никаких заметных изменений при переходе от событий типа А к событиям класса Б.

Обсудим сейчас более общие вопросы: какова природа событий без образования релятивистских заряженных частиц? Возможно ли отнести эти события к случаям глубоконеупругих взаимодействий налетающего протона с ядром-мишенью, при которых осуществляются столь большие передачи энергии-импульса, что налетающий протон "останавливается" в ядре^{/48,49/}?

Прежде чем ответить на эти вопросы, посмотрим, насколько хорошо описывает обсуждаемые здесь данные, а также данные по "средним" рА-соударениям (см. П.2.1 и ^{/89,90/}) каскадно-испарительная модель. Данные приведенные на рис. П.1-2, П.4 и П.7-10 убедительно показывают, что каскадный механизм диссипации энергии налетающего протона в ядре является определяющим для образования α - и g -частиц при наших первичных энергиях. Отметим, что если какое-нибудь расхождение с КИМ и наблюдается, то его с большей вероятностью можно отнести к характеристикам сильно связанным с элементарным nN -актом^{/89/}.

Это иллюстрируется, например, зависимостью $\langle \eta_s \rangle = f(n_g)$ приведенной на рис. П.2, где КИМ занижает значение средней квазибыстроты для взаимодействий с $n_g \leq 1$. С другой стороны, в событиях с большим количеством внутриядерных перерассеяний, какими является, в частности, и большая часть событий с $n_s = 0$

"плохие" характеристики элементарных субсоударений уже полностью "забыты" /14/ и вследствие этого согласие с КИМ становится вполне удовлетворительным. Модель неплохо предсказывает также вероятности образования событий класса А в том числе и их изменение с энергией налетающего протона: при $T_0=2,2$ ГэВ она дает (22+26)% и при $T_0=3,6$ ГэВ (9+11)% событий класса А в зависимости от своих внутренних параметров /88/.

В работе /88/ нами проведено в рамках КИМ исследование некоторых, в основном в наших экспериментах ненаблюдаемых, характеристик анализируемых взаимодействий и их связи с множественностью π -частиц. Один пример такой корреляционной связи приведен на рис. П.11, где показана зависимость средней множествен-

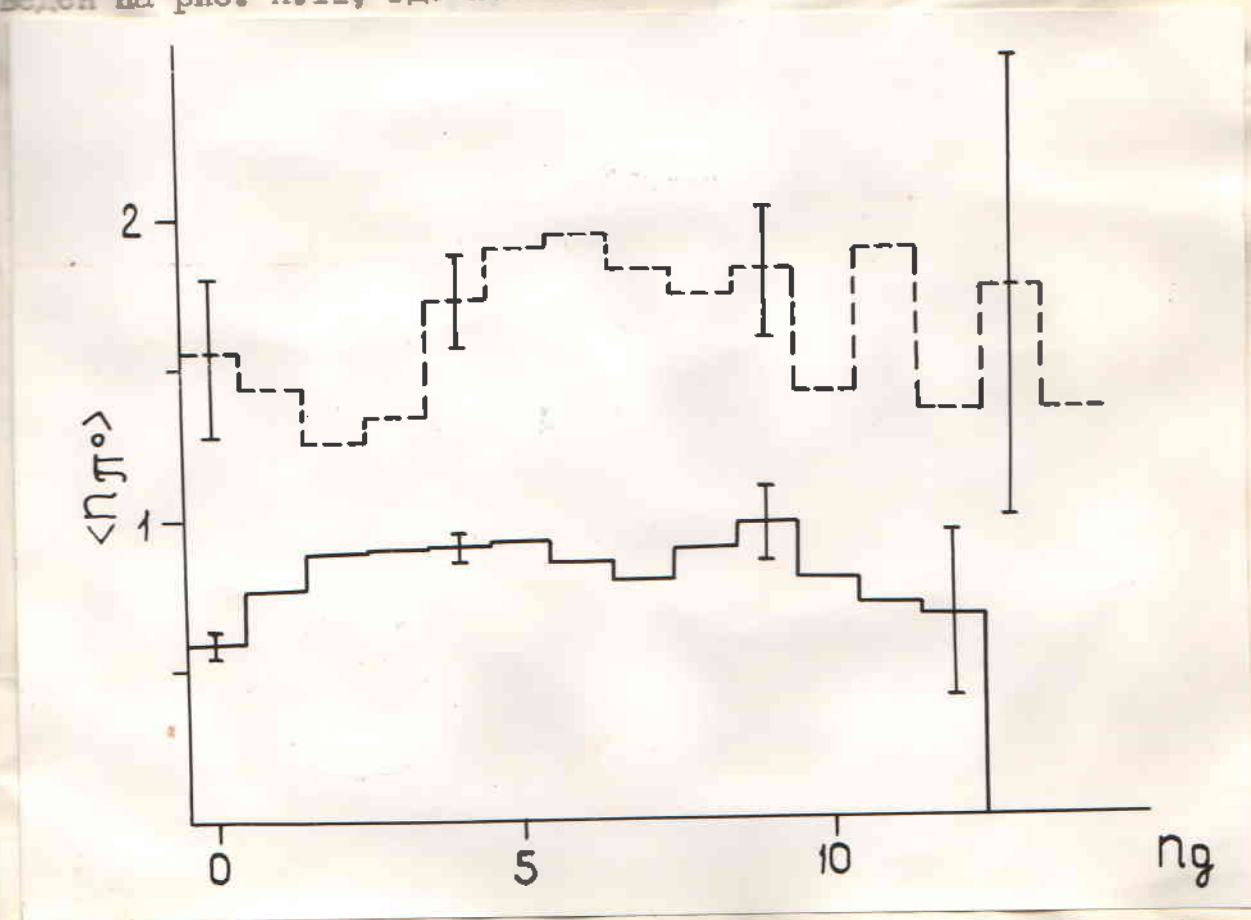


Рис. П.11а). Регрессия множественности нейтральных пионов на множественность серых частиц (КИМ); штриховая гистограмма - класс А, сплошная гистограмма - класс Б

ность π^0 -мезонов от числа δ -частиц (рис. П.11а)) и обратная корреляция $\langle n_g \rangle = f(n_{\pi^0})$ (рис. П.11б)). В табл. П.2 представлены значения $\langle n_{\pi^0} \rangle$, средней множественности нейтронов $\langle N_n \rangle$ и средней кинетической энергии самого быстрого нейтрона в событии $\langle T_{LID} \rangle$ для обоих изучаемых классов взаимодействий.

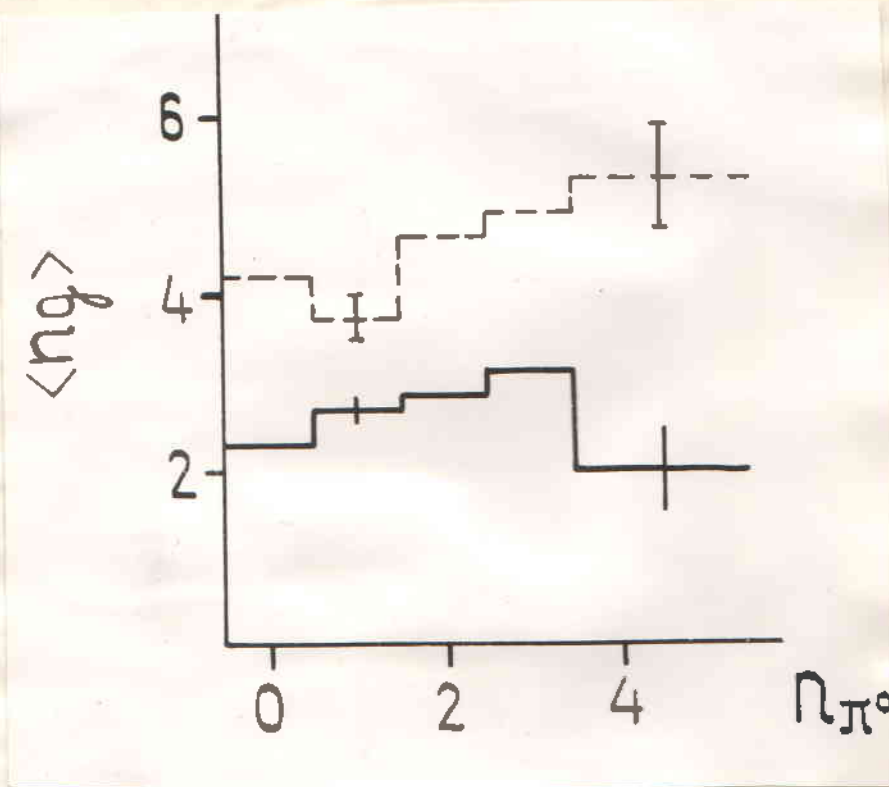


Рис. П.11б). Обратная регрессионная зависимость $\langle n_g \rangle = f(n_{\pi^0})$

Таблица П.2

Средне^имножественности нейтронов $\langle N_n \rangle$ и нейтральных пионов $\langle n_{\pi^0} \rangle$ и средне^икинетической энергии лидирующего нейтрона $\langle T_{LID} \rangle$ рассчитанные по КИМ

Класс событий	$\langle N_n \rangle$	$\langle n_{\pi^0} \rangle$	$\langle T_{LID} \rangle$
А	11.8	1.56	1454
Б	8.3	0.79	517

Анализируя эти данные, можно заключить следующее:

1. Множественности π^- -частиц и π^+ -мезонов в каждом из классов в отдельности практически взаимно некоррелированы, но

$$\langle n_g \rangle_A / \langle n_g \rangle_B \approx \langle n_{\pi^+} \rangle_A / \langle n_{\pi^+} \rangle_B \approx 2;$$

Здесь $\langle n \rangle_{A,B}$ - средние множественности частиц в классах A, B.

2. Величины отношений $\langle N_n \rangle_A / \langle N_n \rangle_B \approx 1,5$ и

$\langle T_{LID} \rangle_A / \langle T_{LID} \rangle_B \approx 3$ указывает на большое значение нейтронов для энергобаланса процессов, приводящих к появлению событий с $n_g=0$. В этой связи следует отметить, что сечение элементарного процесса $p_n \rightarrow p_n^* + N\pi^+$ имеет (по нашим оценкам исходящих из анализа данных, приведенных в компиляции^{/50/}) максимум при $T_0 \approx 2$ ГэВ и относительно быстро падает в сторону больших значений первичной энергии.

На основе вышеприведенных фактов можно предложить следующую картину образования событий без релятивистских заряженных частиц в конечном состоянии при $2 \text{ ГэВ} \leq T_0 < 20 \text{ ГэВ}$.

В первом, или более вероятно (из-за сильной энергетической зависимости элементарного процесса) во втором (возможно и в более кратном) соударении налетающий протон теряет свой заряд, превращаясь в нейтрон. Критерий отбора событий с $n_g=0$ запрещает не только образование релятивистских π^\pm -мезонов в конечном состоянии (значит, большую роль здесь, вероятно, играет процесс их поглощения внутри ядра), но тоже возможность обратной перезарядки лидирующего нейтрона в релятивистский протон.

Следует отметить, что эта картина согласуется с ранее представленными данными (см. табл. П.2), показывающими быстрое падение $\langle n_g \rangle$ с ростом T_0 для событий класса A, так как при

при $T_0 \geq 4$ ГэВ события с большой кратностью внутриядерных перерассеяний налетающего протона в ядре не могут привести к существенному увеличению образования событий с $n_g = 0$, по сравнению с элементарным pn -соударением. Совершенно другая картина на n -соударений в районе налетающих адронов энергий в несколько ГэВ была недавно выдвинута в работе^{/49/}. Там утверждается, что эффект ядерной прозрачности падает с ростом T_0 и что приведенные там же данные свидетельствуют в пользу образования фибрибола. Это, по-видимому, полностью противоречит каскадной картине динамики pn -соударений, так как была изложена на основании данных нашего эксперимента, а также данными других опытов (см. /4-7, 12-14, 26, 29, 30/).

В заключение отметим, что физическая (по отношению к процессам множественного образования частиц) выделенность класса взаимодействий с $n_g = 0$, является также причиной некоторых нерегулярностей, наблюдающихся при систематизации распределений по множественностям релятивистских частиц при $T_0 < 20$ ГэВ. Как было показано в нашей работе^{/86/}, исключение событий класса А из полных ансамблей неупругих pn -соударений существенно улучшает подгонку экспериментальных данных зависимостью Врублевского, КНО-функцией и т.д.

II.3. Сравнительный анализ взаимодействий протонов и альфа-частиц с ядрами (C, O) и (Ag, Br)

Экспериментальное решение задачи поиска особенностей AA -соударений, связанных с увеличением массы ядра-снаряда, а также с использованием ядер-мишеней, отстающих далеко друг от друга на шкале масс, было проведено в работе^{/92/}. Статистика событий в

эмульсиях двух типов (E_n и E_n^*) облученных протонами и ядрами гелия, была получена в рамках Сотрудничества. Не достаточный объем являлся надежным обоснованием для применения разностного метода (см. 1.2.2) для получения распределений характеристик взаимодействий с легкими (C, O) и тяжелыми (Ag, Br) ядрами в отдельности.

П.3.1. Характеристики s- и g-частиц

Средние значения и среднеквадратические отклонения распределений по множественности и угловым распределений s- и g-частиц, образующихся в $p(C, O)$, $\alpha(C, O)$, $p(Ag, Br)$ и $\alpha(Ag, Br)$ взаимодействиях при $E_0=4,6$ ГэВ на нуклон представлены в табл. П.3

Таблица П.3

Основные характеристики (средние величины и среднеквадратические отклонения) распределений по множественности частиц. $N_{вз.}$ обозначает полное количество неупругих взаимодействий для данной реакции

Мишень	C O		Ag Br ($N_h < 7$)		Ag Br	
	ρ	α	ρ	α	ρ	α
$N_{вз}$	655	346	871	224	1845	626
$\langle n_s \rangle$	$1,74 \pm 0,05$	$2,57 \pm 0,11$	$1,62 \pm 0,03$	$2,50 \pm 0,20$	$1,58 \pm 0,02$	$4,50 \pm 0,13$
σ_s	$1,21 \pm 0,04$	$1,95 \pm 0,10$	$0,95 \pm 0,02$	$2,80 \pm 0,25$	$1,04 \pm 0,02$	$3,24 \pm 0,11$
$\langle n_g \rangle$	$1,25 \pm 0,05$	$1,17 \pm 0,07$	$1,26 \pm 0,04$	$1,48 \pm 0,08$	$3,47 \pm 0,07$	$6,26 \pm 0,23$
σ_g	$1,20 \pm 0,03$	$1,21 \pm 0,05$	$1,18 \pm 0,04$	$1,26 \pm 0,07$	$2,97 \pm 0,07$	$5,70 \pm 0,22$
$\langle n_b \rangle$	$2,18 \pm 0,05$	$1,29 \pm 0,06$	$1,02 \pm 0,04$	$1,79 \pm 0,11$	$4,53 \pm 0,10$	$6,26 \pm 0,19$
σ_b	$1,34 \pm 0,04$	$1,20 \pm 0,05$	$1,21 \pm 0,03$	$1,54 \pm 0,06$	$4,33 \pm 0,09$	$4,81 \pm 0,16$
$\langle N_h \rangle$	$3,43 \pm 0,07$	$2,46 \pm 0,09$	$2,28 \pm 0,07$	$3,28 \pm 0,16$	$8,00 \pm 0,16$	$12,52 \pm 0,40$
σ_h	$1,71 \pm 0,04$	$1,71 \pm 0,07$	$1,94 \pm 0,04$	$2,33 \pm 0,09$	$6,70 \pm 0,13$	$9,79 \pm 0,33$

и П.4 соответственно. На рис. П.12 показаны отношения инклюзивных распределений по квазибыстроте вида

$$R_{A_M}(\eta) = \frac{\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\eta} (\propto A_M)}{\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\eta} (pA_M)}$$

характеризующие относительное увеличение множественностей релятивистских (s-) частиц в различных угловых областях при переходе к более тяжелому ядру-снаряду. Отношения приведены для двух различных групп ядер-мишеней (C, O) и (Ag, Br). И, наконец, на рис. П.13 представлены корреляционные зависимости $\langle n_g \rangle = f(n_s)$.

Таблица П.4

Основные характеристики угловых распределений s, g и b - частиц; N_s, N_g, N_b обозначает их количество в анализируемых ансамблях неупругих соударений

Мишень	C O		Ag Br (Nh < 7)		Ag Br	
	p	α	p	α	p	α
N_s	1140	887	1412	556	2922	2813
$\langle \mathcal{Z}_s \rangle$	$1,67 \pm 0,04$	$1,85 \pm 0,04$	$1,94 \pm 0,03$	$1,86 \pm 0,04$	$1,52 \pm 0,02$	$1,46 \pm 0,02$
σ	$1,26 \pm 0,04$	$1,06 \pm 0,03$	$1,06 \pm 0,03$	$0,83 \pm 0,03$	$1,11 \pm 0,02$	$0,97 \pm 0,02$
N_g	817	396	1096	335	6400	3935
$\langle \cos \theta_g \rangle$	$0,33 \pm 0,02$	$0,54 \pm 0,02$	$0,39 \pm 0,02$	$0,30 \pm 0,03$	$0,32 \pm 0,02$	$0,33 \pm 0,01$
N_b	1431	445	886	401	8354	3938
$\langle \cos \theta_b \rangle$	$0,11 \pm 0,01$	$0,08 \pm 0,02$	$0,07 \pm 0,02$	$0,11 \pm 0,03$	$0,07 \pm 0,01$	$0,07 \pm 0,01$

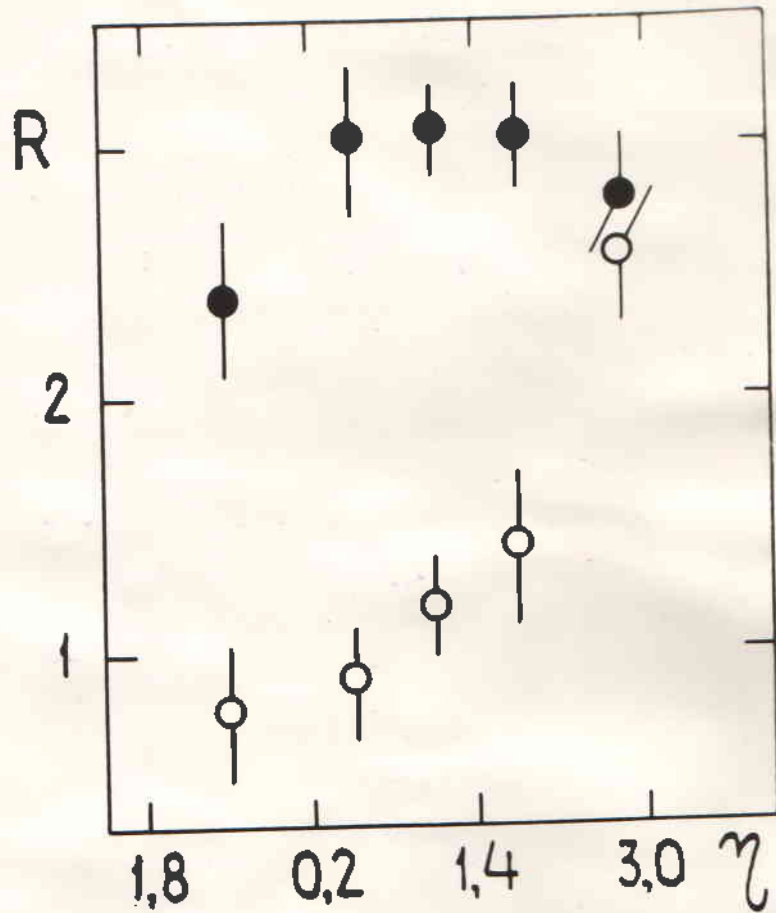


Рис. П.12. Отношение R в зависимости от квазибыстроты для взаимодействий на ядрах (Ag, Br) - полные кружки и на ядрах (C, O) - пустые кружки

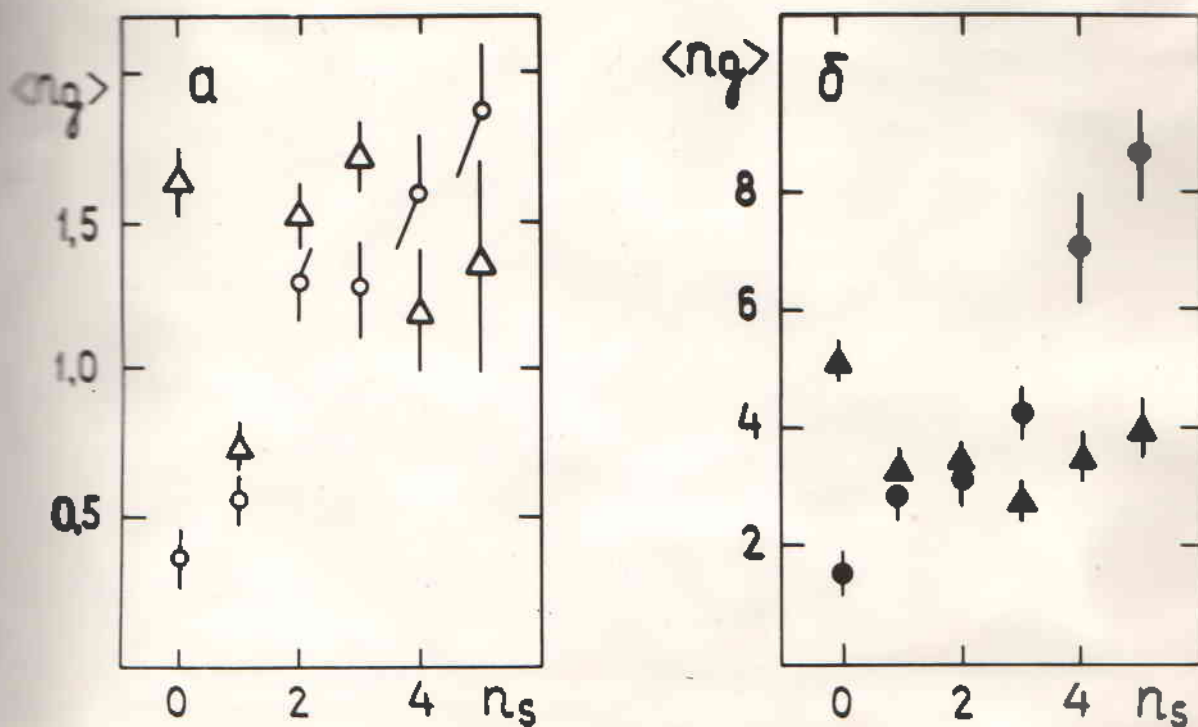


Рис. П.13. Зависимость средней множественности g -частиц для соударений протонов (треугольники) и альфа-частиц (кружки) с легкими (рис. а) и тяжелыми ядрами (рис. б)

Прежде чем перейти к обсуждению этих данных, сделаем одно замечание, касающееся некоторой особенности АА-соударений (при небольших E_0) по отношению к образованию g -частиц. Как мы уже говорили, неасимптотические эффекты в РА-взаимодействиях проявляются в том, что рождение π -мезонов сильно подавляется за счет образования фрагментов ядра-мишени. Это означает, что множественность g -частиц определяется в значимой степени не только рожденными частицами, а наличием лидирующего протона и (или) релятивистских протонов отдачи. При переходе к случаю $A_c > 1$ аргумент "энергетического кризиса" теряет силу, но нельзя забывать о том, что с увеличением массы ядра-снаряда следует ожидать

тоже существенное увеличение вкладов в множественность α -частиц релятивистских протонов как от ядра-снаряда, так и ядра-мишени.

Напомним, что в наше определение α -частиц (см. I.I) не-прореагировавшие протоны от налетающего ядра не входят. Наоборот, среднее значение их суммарного заряда Q можно использовать для (грубой) оценки среднего числа всех прореагировавших нуклонов ядра-снаряда, исходя из формулы

$\langle \nu_c \rangle = A_c - 2 \langle Q \rangle$. Интересно отметить, что используя нами полученные экспериментальные значения для $\alpha(C, O)$ и $\alpha(Ag, Br)$ взаимодействий:

$$\langle Q \rangle_{(C, O)} = 0,92 \pm 0,03 \text{ и } \langle Q \rangle_{(Ag, Br)} = 0,54 \pm 0,03$$

можно получить оценки $\langle \nu_c \rangle$, которые в пределах ошибок опыта совпадают с теми, которые дает предположение о независимости столкновений нуклонов из ядра-снаряда с ядром-мишенью^{/21/}:

$$\langle \nu_c \rangle = \frac{A_c \sigma_{AM}^{in}}{\sigma_{A_c A_M}^{in}}$$

Анализируя данные по множественностям и угловым характеристикам α - и g -частиц (табл. П.3-4, рис. П.12), можно сделать следующие выводы:

I. В соударениях с ядрами (Ag, Br) увеличение числа α - и g -частиц с ростом A_c происходит во всем диапазоне углов испускания примерно одинаково и

$$R_{(Ag, Br)} \approx \frac{\langle \nu_\alpha \rangle_{(Ag, Br)}}{\langle \nu_p \rangle_{(Ag, Br)}}$$

Таким образом, ужесточение угловых спектров этих частиц, которое наблюдается во взаимодействиях со "средним" ядром фото-

эмульсии при увеличении массы ядра-снаряда^{/39/}, связано, в основном, с соударениями на легких ядрах. Вклад последних в фотоэмульсии, как известно (см. I.2, табл. I.I) растет с A_c .

2. Дисперсии распределений по квазибыстроте уменьшаются при переходе от p_A к αA взаимодействиям, но для обоих ядер-снарядов они максимальны в соударениях с легкими ядрами.

3. Крутой подъем отношения $R_{(C,0)}(\eta)$ в области $\eta \geq 2$ указывает, возможно, на существенную разницу в распределениях по прицельному параметру в $p(C,0)$ и $\alpha(C,0)$ столкновениях: π -частицы попадающие в эту область углов в случае $\alpha(C,0)$ соударений заметно больше обогащены релятивистскими протонами от ядра-снаряда, чем для $p(C,0)$ взаимодействий. Следовательно, мезообразование (в области $\eta \geq 2$) практически не увеличивается. Отметим, что в угловую область $\eta < 2$ протоны от налетающего ядра попадают довольно редко, так как при наших E_0 им необходимо для этого передать импульс $p \geq 1$ ГэВ/с. Интересно, что для αA соударений в этой области квазибыстрот выполняется соотношение:

$$\langle n_g(\eta < 2) \rangle \sim \langle \nu_M \rangle ;$$

здесь $\langle n_g(\eta < 2) \rangle$ обозначает среднюю множественность g -частиц с квазибыстротой $\eta < 2$ и $\langle \nu_M \rangle = \frac{A_M \sigma_{AcN}^{in}}{\sigma_{AcAM}^{in}}$

есть среднее число провзаимодействовавших нуклонов от ядра-мишени.

4. Для обоих ядер-снарядов наблюдается универсальная зависимость средней множественности g -частиц от $\langle \nu_M \rangle$:

$$\langle n_g \rangle_M = K_c \langle \nu_M \rangle^2 ,$$

причем $K_\alpha \approx 1/9$ и $K_p \approx 1/4$. Это соотношение не противоречит ранее отмеченному (см. П.2.1) предположению о существовании статистической связи вида $\langle \nu_M(n_g) \rangle \sim \sqrt{n_g}$. Можно даже считать, что полученное эмпирическое соотношение подтверждает возможность такой связи хотя бы "в среднем".

5. Распределения по числу g -частиц испущенных из легких ядер (C, O) под действием протонов и альфа-частиц близки друг другу. Незначительную разницу можно отнести за счет событий с $\nu_g = 0$, для которых

$$\frac{\langle n_g \rangle_{p(C, O)}}{\langle n_g \rangle_{\alpha(C, O)}} \approx 4.$$

Напомним, что эти события имеют для обоих снарядов совершенно разную природу: для $\alpha(C, O)$ соударений они являются совсем периферическими столкновениями, но для $p(C, O)$ взаимодействия наблюдается большее разрушение ядра-мишени.

П.3.2. Характеристики фрагментации ядра-мишени

Распределение по суммарной множественности быстрых (g -) и медленных (b -) фрагментов ядра-мишени N_h для взаимодействий протонов и альфа-частиц с ядрами брома и серебра представлены на рис. П.14. Здесь выделяется группа квазинуклонных ($к.-н.$) взаимодействий, сосредоточенная в области $N_h \leq 2$. Обращает на себя внимание тот факт, что кроме максимума в N_p -распределении, соответствующего этой группе, наблюдается еще заметное увеличение вероятности образования событий с $N_h = 5 \div 7$.

Для того, чтобы уточнить природу $к.-н.$ событий, которые формально определяются как взаимодействия с $N_h < 2$ и без ядра-отдачи (т.е. отсутствует короткий сильноионизирующий трек с пробегом $R < 5$ мкм), на рис. П.15 показаны для взаимодействий

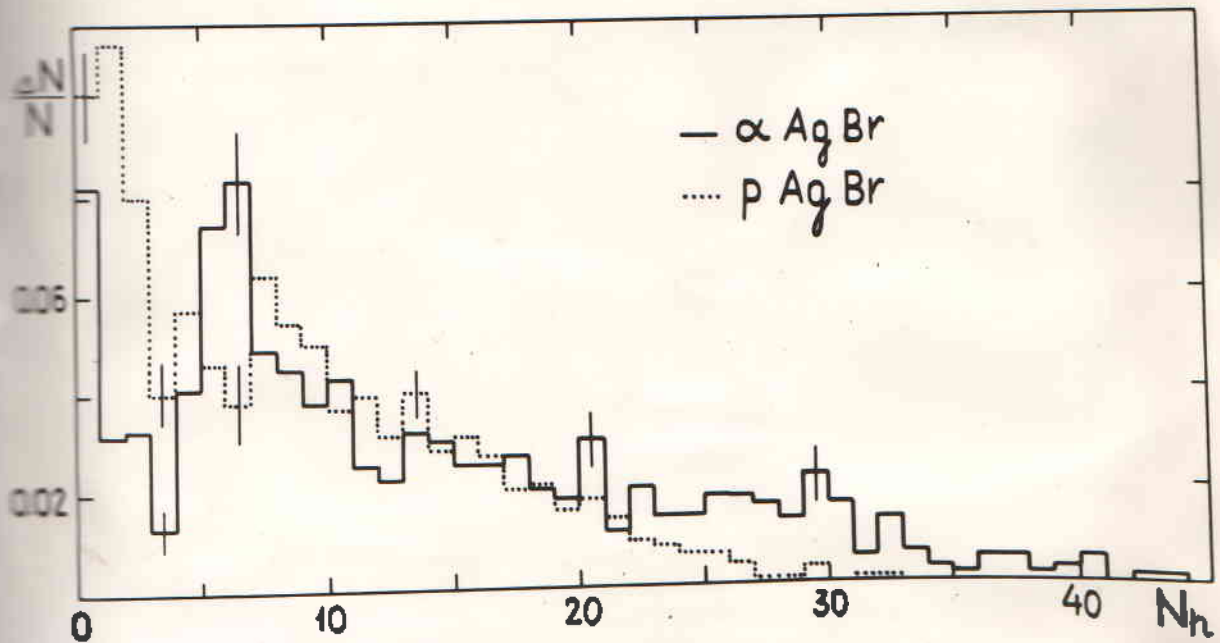


Рис. П.14. Распределение по множественности сильноионизирующих частиц, испущенных из тяжелых ядер фотоэмульсии

альфа-частиц, распределения по N_h на легких и тяжелых ядрах фотоэмульсии с наличием (рис. 15б) и отсутствием (рис. 15а) ядра-отдачи (я.о.). Видно, что взаимодействия к.-н. типа происходят, в основном, на тяжелых ядрах. С другой стороны, взаимодействия с легкими ядрами с наличием я.о. имеют, как правило, повышенный вклад событий с $N_h=0$ или 1. Отметим, что формы N_h -распределений в событиях с образованием и без образования я.о. (соответствующие вероятности для α (C,O) и α (Ag,Br) взаимодействий с $N_h < 7$ равны $0,87 \pm 0,02$ и $0,80 \pm 0,03$) как для α (C,O), так и α (Ag,Br) соударений существенно различаются.

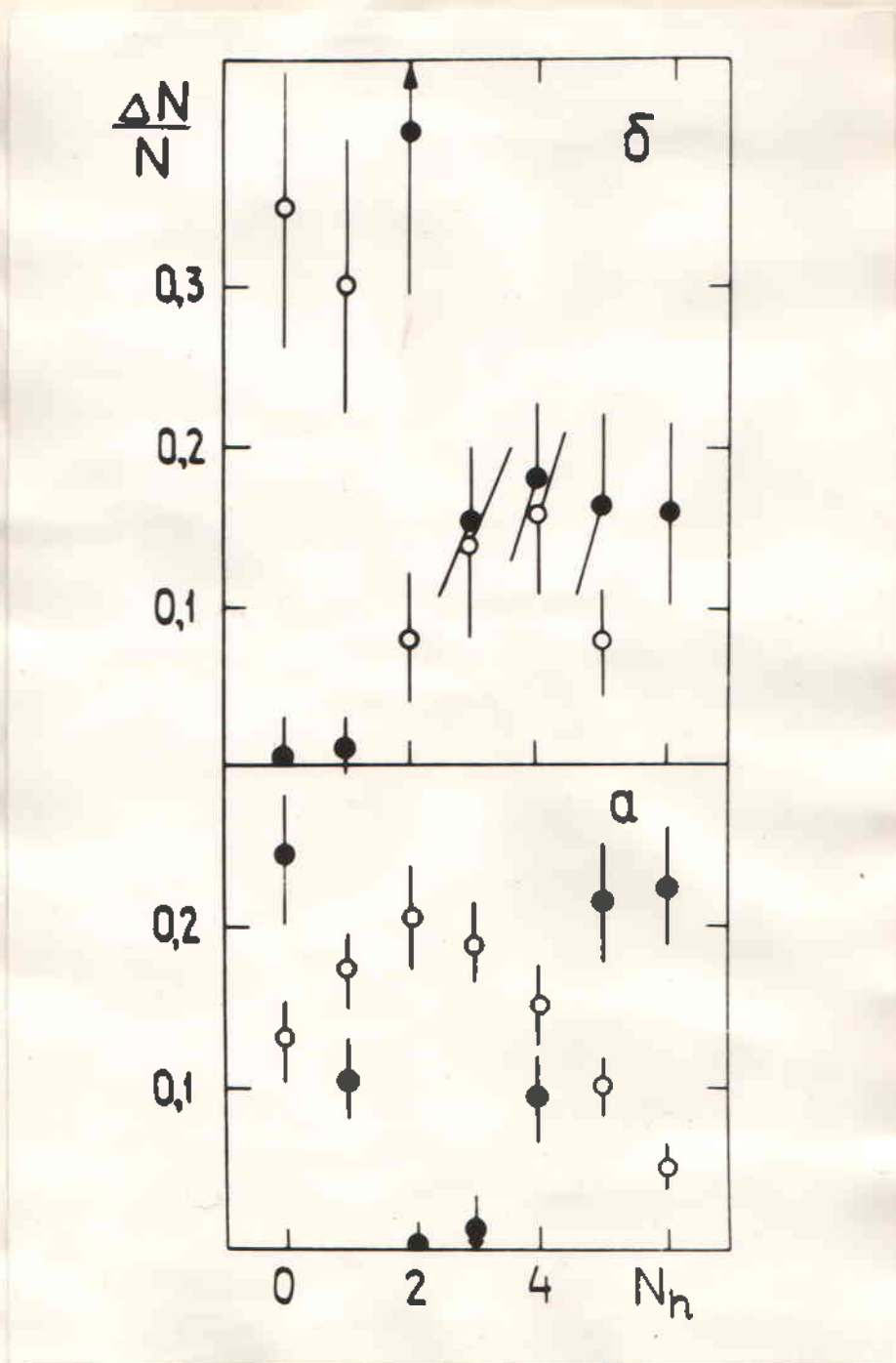


Рис. 11.15. Распределение по N_h в $\alpha(C, O)$ (пустые кружки) в взаимодействиях с $N_h \leq 7$ с образованием (рис. б) и без образования (рис. а) ядра отдачи

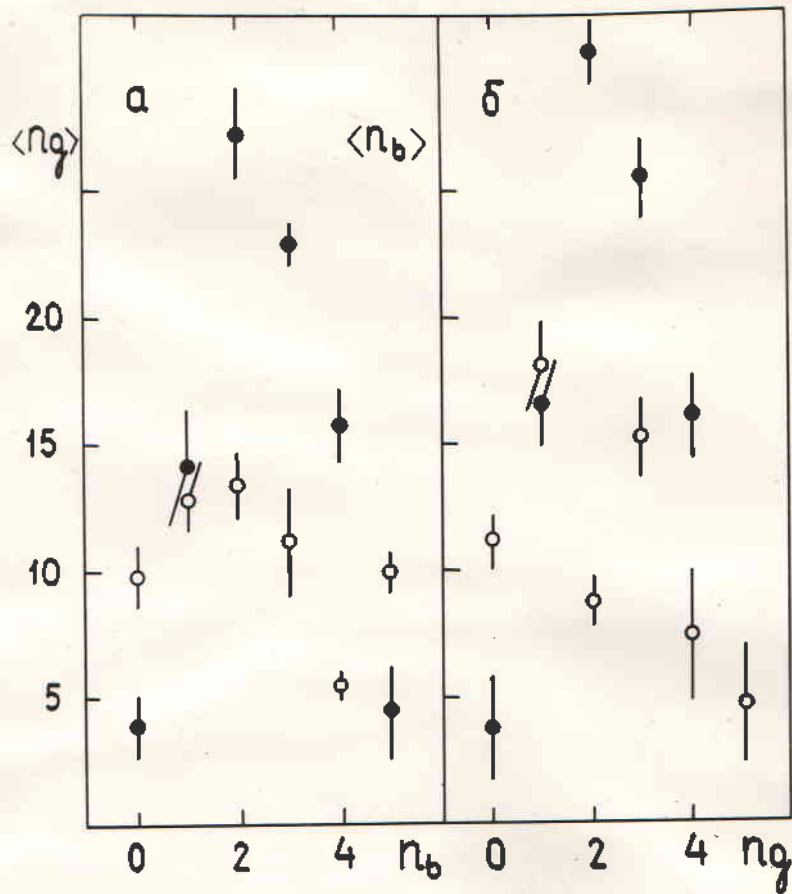


Рис. П.16. Корреляции между быстрыми и медленными фрагментами ядра-мишени. Обозначения:

$\alpha(C, O)$ взаимодействия с $N_h < 7$ - пустые кружки

$\alpha(Ag, Br)$ взаимодействия с $N_h < 7$ - полные кружки

На рис. П.16 представлены для α_A -соударений корреляции между множественностями g и b -частиц во взаимодействиях с легкими и тяжелыми ядрами в области $N_h < 7$. Корреляции между n_b и n_g для полного ансамбля взаимодействий с ядрами (Ag, Br) отражают, в основном, все тенденции наблюдаемые ранее для усредненных по ядерному составу эмульсии взаимодействий^{89,90/6} и поэтому здесь не приводятся. Напомним, что как зависи-

ность $\langle n_b \rangle = f(n_g)$, так и $\langle n_g \rangle = f(n_b)$ практически линейны в области умеренных значений ($n_{g,b} \leq 8+10$) с постепенным выходом на плато. Пусть R_{ij} обозначает отношение соответствующих коэффициентов наклона линейных участков зависимостей $\langle n_i \rangle = f(n_j)$ для $\alpha(Ag, Br)$ и $p(Ag, Br)$ соударений. Оказывается, что $R_{bg} = 0,97 \pm 0,12$ и $R_{gb} = 1,73 \pm 0,15$. Такое поведение корреляции $\langle n_b \rangle$ от n_g с изменением массы ядра-снаряда можно понять, если рассматривать, как обычно, 13 в качестве механизма испускания b -частиц из тяжелых ядер статистическую эмиссию из движущегося с небольшой переносной скоростью возбужденного после завершения каскадной стадии ядра-остатка. Об этом также свидетельствуют угловые распределения b -частиц во взаимодействиях с тяжелыми ядрами фотоэмульсии (см. рис. П.176, г). Видно, что они обладают слабой анизотропией, но не обнаруживают каких-либо статистически обеспеченных особенностей.

С другой стороны, более крутой ход обратной корреляции $\langle n_g \rangle = f(n_b)$ в случае налетающей альфа-частицы, чем протонов, означает, что с ростом массы налетающего ядра одно и то же количество "испарительных" частиц коррелирует со все большим числом "каскадных" нуклонов ядра-мишени. Более того, это увеличение средней множественности g -частиц с A_c происходит практически одинаково при всех n_b :

$$\langle n_g \rangle_{\alpha(Ag, Br)} \approx R_{gb} \cdot \langle n_g \rangle_{p(Ag, Br)}$$

Перейдем теперь к обсуждению этих корреляций в случае, когда наложено дополнительное условие $N_h < 7$, которое в рамках фотометода используется или для (условного) разделения взаимодействий с тяжелыми ядрами на их периферическую и неперифериче-

скую компоненту /12, 13, 89, 90/ или для статистического выделения событий на группах ядер (C, N, O) и (Ag, Br) /6/. В данных, показанных на рис. П.16, в первую очередь обращает на себя внимание острый ход этих корреляций для соударений альфа-частиц с группой (Ag, Br) с $N_n < 7$. Он определяется в основном тем, что критерий выделения этой группы ограничивает только множественность заряженных фрагментов мишени, оставляя неопределенным (флуктуирующим) число испущенных нейтронов. В отличие от этого, в соударениях с легкими ядрами существенным фактором является ограниченность полного количества нуклонов-участников, которая вероятно и приводит к наблюдаемой на опыте слабой корреляции между множественностями g- и b-частиц.

Связанный с этим обстоятельством нестатистический характер испускания b-частиц в $p(C, O)$ и $\alpha(C, O)$ взаимодействиях приводит также к тому, что их угловое распределение (рис. П7а, в) существенно различается от такового на тяжелых ядрах (рис. П7б, г). Отметим, что подобное различие в угловых распределениях b-частиц испускаемых из легких и тяжелых ядер фотоэмульсии наблюдалось в наших работах /12, 92/, впервые, что связано, по-видимому, с хорошей методикой взаимного разделения этих групп ядер по сравнению с другими опытами /6/.

Повышенный выход b-частиц во взаимодействиях с легкими ядрами в области углов испускания $60^\circ \pm 90^\circ$ является, вероятно, следствием их прямого упругого выбивания нуклонами налетающего ядра. Интересно, что вклад этого процесса заметно больше для случая налетающей альфа-частицы, чем для протонов (если судить по ширинам максимумов приведенных угловых спектров). Это означает, что в $p(C, O)$ соударениях возможно существует еще и дополнительный источник b-частиц (например, взаимодействие в конеч-

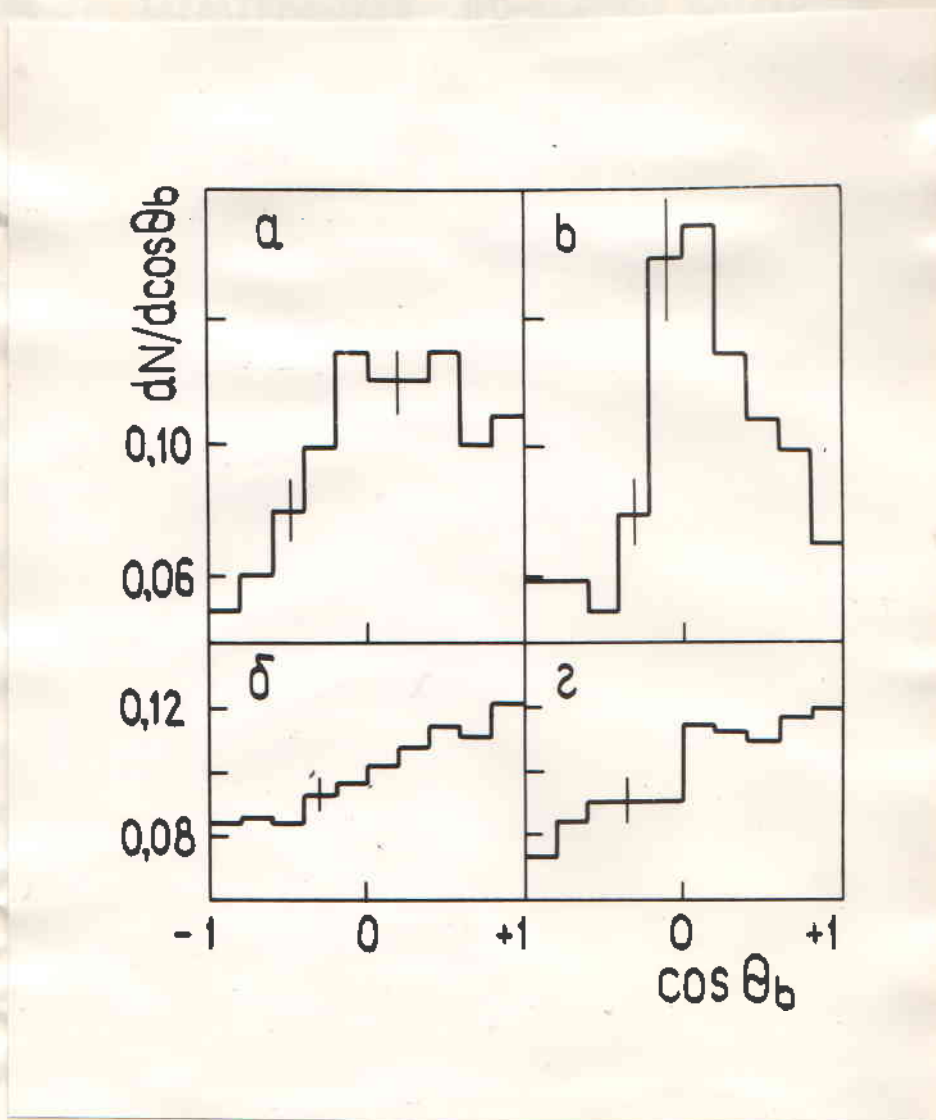


Рис. П.17. Распределение по $\cos\theta$ для b -частиц образованных во взаимодействиях протонов (рис. а) и б)) и альфа-частиц (в,г) с легкими (а,в) и тяжелыми (б,г) ядрами

ном состоянии), которым можно было бы одновременно объяснить и резкое увеличение $\langle n_b \rangle$ при переходе от $\alpha(C,O)$ к $p(C,O)$ взаимодействиям.

Глава III. ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЙ,
СОПРОВОЖДАЕМЫХ ВЫЛЕТОМ АДРОНОВ НАЗАД В
ЛАБОРАТОРНОЙ СИСТЕМЕ КООРДИНАТ

III.1. Предельная фрагментация ядер и процессы
кумулятивного образования частиц

Во взаимодействиях частиц высокой энергии с ядрами можно выделить три основных типа процессов: квазисвободные взаимодействия с отдельными нуклонами ядра (характеризуемые относительно небольшими множественностями и сильной угловой коллимацией частиц), испарение ядра и процесс глубоконеупругого взаимодействия налетающей частицы с ядром /51,70/.

Хороший пример глубоконеупругого процесса - вылет из ядра-мишени назад в л.с.к. относительно быстрых нуклонов ($p \geq p_F$, p_F - фермиевский импульс). Для этого процесса известен ряд интересных свойств: ядерный скейлинг (т.е. независимость формы инклюзивных спектров от начальной энергии E_0 , сорта налетающей частицы и A_M /51,52,65,70/), независимость выходов частиц от E_0 , характерная зависимость выходов $\sim A_M^\alpha$ ($\alpha > 1,0$) и т.п.

Эти свойства глубоконеупругих процессов являются проявлением предельной фрагментации ядер, предсказанной в 1971 г. А.М.Балдиным /53,55/. Гипотеза о предельной фрагментации ядер опирается на экспериментально установленный факт существования в адрон-адронных взаимодействиях универсальной корреляционной длины $L=2+3$ в пространстве двухчастичных распределений по скоростям частиц (см. /31,54/). Для АА-взаимодействий условие $(u_c - u_M) > L \approx 2$ (здесь $u_{c,M}$ - скорость снаряда, мишени) выпол-

няется уже при $E_0 > 4$ ГэВ на нуклон, т.е. при импульсах $p_C^2/m_C^2 \gg 14 \gg 1$ - в области релятивистской ядерной физики /53,55/.

Кумулятивный эффект определяется как процесс испускания частиц в релятивистских ядерных столкновениях в область кинематически запрещенную для свободных NN или hN - соударений. В качестве переменной, характеризующей "кумулятивность" вторичной частицы образованной в процессе фрагментации одного из сталкивающихся ядер, часто выбирают лоренц-инвариантную долю

$$\xi_i = \frac{m_{\perp i}}{m_N} e^{\pm(y_i - Y_{C,M})}$$

Здесь $m_{\perp i}$, y_i - поперечная масса $\sqrt{m_i^2 + p_{\perp i}^2}$ и продольная быстрота частицы, m_N - масса нуклона. Знак плюс выбирают в области фрагментации ядра-снаряда, знак минус - в области фрагментации ядра-мишени. В последнем случае условие кумулятивности записывается в л.с.к. как

$$\xi_i = \frac{E_i^{\text{lab}} - p_{iL}^{\text{lab}}}{m_N} > 1$$

Экспериментальное определение границы, начиная с которой можно данную вторичную частицу уже считать кумулятивной, однако, менее однозначно. Так, например, в работах группы Лексина /51/ было показано, что энергетический спектр нейтронов, испущенных под углом 90° , имеет экспоненциальный вид с четким изломом в области $T \approx (25+30)$ мэВ, положение которого практически не зависит от A_M . Примерно при тех же кинетических энергиях нейтронов выходит на плато и показатель степени α , определяющий зависимость выходов частиц данной энергии от массы ядра-мишени:

$$G(T) \sim A_M^\alpha$$

Другое и независимое определение кумулятивной области было получено в работах группы Любимова В.Б./56-58/, где в отличие от инклюзивных электронных экспериментов кумулятивные процессы изучались совместно с процессом множественного рождения частиц (что, вообще говоря, проводилось до сих пор лишь в немногих экспериментах/56-63/). Эти исследования показали, что процессы, приводящие к образованию кумулятивных π -мезонов, являются независимыми от процессов кумулятивного образования протонов. Граница определения кумулятивной области устанавливается в точке ξ_0 абсолютного минимума зависимости $\langle p_i \rangle = f(\xi_i)$ для самой быстрой частицы данного типа в событии. Она равна $\xi_0 \approx 0,6$ для π -мезонов и $\xi_0 \approx 1,2$ для протонов. Кумулятивная область $\xi > \xi_0$ выделяется также по той причине, что здесь выходит на плато не только средний угол испускания самой быстрой частицы в событии, но и средние углы $\langle \theta \rangle$ и импульсы $\langle p \rangle$ частиц сопровождения одинакового типа.

В применении к экспериментам в фотоэмульсии, где энергетические интервалы регистрации вторичных частиц уже предопределены их классификацией на α, g и b -частицы, можно к кумулятивным протонам отнести (если исходить из вышеприведенных результатов других экспериментов) большую часть g -частиц с $\theta > \pi/2$. Что же касается π -мезонов, то в данной кинематической области они будут в подавляющем большинстве α -частицами. Однако, для того, чтобы можно было их считать кумулятивными, одного лишь этого условия (т.е. $p/m > 1$) недостаточно, ибо только начиная с $p/m \gtrsim 2$, возможно чтобы было $\xi \gtrsim \xi_0$. Даже и в этом случае мы должны были бы ограничиться областью углов $\theta \approx \pi$. Для того, чтобы $\xi \gtrsim 0,6$ выполнялось во всей задней полусфере

(3II) в л.с.к. необходимо выполнение условия $p/m \geq 4$. Учитывая результаты работы/64/, где изучались спектры π^- -мезонов, образованных в $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ и $^{12}\text{C}+^{181}\text{Ta}$ соударениях при $p_0=4,2$ ГэВ/с на нуклон, можно заключить, что доля таких кумулятивных π^- -мезонов среди всех π^- -частиц, испущенных в 3II не превышает (3+5)%.

Следует отметить, что экспериментальное обнаружение таких качественно новых физических явлений, какими являются короткодействующее малонуклонные корреляции/52/, коллективные взаимодействия нуклонов/51/, мультикварковые состояния в ядрах и т.п./65,66/ сопряжено не только с вышеупомянутыми экспериментальными, но также и некоторыми другими трудностями, обусловленными необходимостью выделить эффект на фоне многочисленных процессов, объясняемых в рамках традиционных представлений об элементарных частицах и структуре ядра. Эти трудности особенно велики в области энергий порядка нескольких ГэВ, т.е. в области, в которой накоплена большая экспериментальная информация. Здесь очень существенной является правильная оценка эффектов, связанных с перерассеянием частиц внутри ядра/67,81/, с резонансными вкладками, наличием изобарных конфигураций в ядрах и с взаимодействием в конечном состоянии/67,68,81/.

Тем не менее, подробное изучение характеристик частиц всех типов (за исключением, может быть только b^- -частиц) в области предельной фрагментации ядра кажется нам вполне естественным. Хотя и в принципе возможно наблюдать в свободных NN соударениях вылет π^- и g^- -частиц в 3II, он реализуется здесь с существенно меньшей вероятностью, чем в "средних" AA-взаимодействиях. Об этом свидетельствуют угловые характеристики $p+n$ - событий, приведенные в табл. I.2, а также факт, что в NN взаи-

действиях (при наших E_0) не наблюдаются π^- -мезоны с $\xi > \xi_0/69/$. Такой подход^{/59/} к исследованию предельной фрагментации ядер имеет большой шанс на разъяснение таких интересных вопросов динамики АА-взаимодействий, как роль процессов перерассеяния и поглощения π -мезонов парой нуклонов в испускании частиц "назад" и т.п.

III.2. Испускание частиц назад в л.с.к. в рЕш и 12 СЕш взаимодействиях

В настоящем разделе будут рассмотрены, для соударений протонов и ядер углерода с ядрами фотоэмульсии, некоторые общие черты процессов, приводящих к испусканию быстрого адрона (т.е. π - или g -частицы) в заднюю полусферу (ЗП) в лабораторной системе координат^{/91/}, учитывая результаты предыдущих экспериментов, отмеченные в разделе III.1, сложный состав использованной нами мишени должен мало сказываться на форме инклюзивных спектров. С другой стороны, заглядывая немного вперед (см. III.3.1), можно утверждать, что подавляющая доля событий с вылетом адрона в ЗП должна происходить на тяжелой компоненте фотоэмульсии, так как сама A_M - зависимость этого процесса сильнее такой же зависимости для полного неупругого сечения взаимодействия. Отметим также, что относительно большая разница в массах снарядов позволит нам изучить A_C - зависимость основных характеристик, связанных с испусканием адронов в ЗП.

III.2.1. Инклюзивные спектры

Одночастичные инклюзивные спектры протонов и π^- -мезонов, испущенных в заднюю полусферу в pA и AA соударениях, изуче-

ны довольно хорошо в широком диапазоне E_0 , A_c и A_M /14, 51-53,70/. Известно, что структурные функции в этой области обладают замечательной "консервативностью" относительно изменения E_0 , A_c и A_M и имеют экспоненциальный спад по переменной ξ или (что то же самое для не очень быстрых частиц) в кинетической энергии T .

В нашей работе /89/, где изучались рЕп взаимодействия при $p_0=4,5$ ГэВ/с было показано, что импульсные спектры g -протонов с импульсом $p \leq 650$ МэВ/с и углом вылета $\cos \theta_g < -0.2$ хорошо описываются при помощи зависимости $S \propto \exp(-Bp^2)$ с параметром $B=(12,6 \pm 1,8)$ (ГэВ/с) $^{-2}$. Это значение находится в разумном согласии с данными других экспериментов (см. /70/) выполненных с разными снарядами и при различных энергиях в широком диапазоне A_M .

Характерным свойством g -протонов, испущенных в ЗП, является слабая или в пределах ошибок полностью отсутствующая зависимость их средней энергии от угла вылета. Это иллюстрируется на примере рЕп взаимодействий на рис III.1, но можно показать /2/, что в данной области углов (т.е. в ЗП) наступает также независимость этой величины от A_c и от степени разрушения ядра-мишени (по крайней мере, для $E_0=4,6$ ГэВ на нуклон в интервале $A_c=1+12$). Такое поведение является дополнительным подтверждением того факта, что в случае испускания g -частиц в ЗП мы уже находимся в области предельной фрагментации ядра-мишени.

Независимость угловых спектров g -частиц в ЗП от массы ядра-снаряда /91/ иллюстрируется на рис. III.2, где кроме данных нашего эксперимента приведена соответствующая часть углового спектра из работы /4/, где изучались ^{14}N - взаимодействия при $E_0=3$ ГэВ на нуклон. Все приведенные здесь распределения норми-

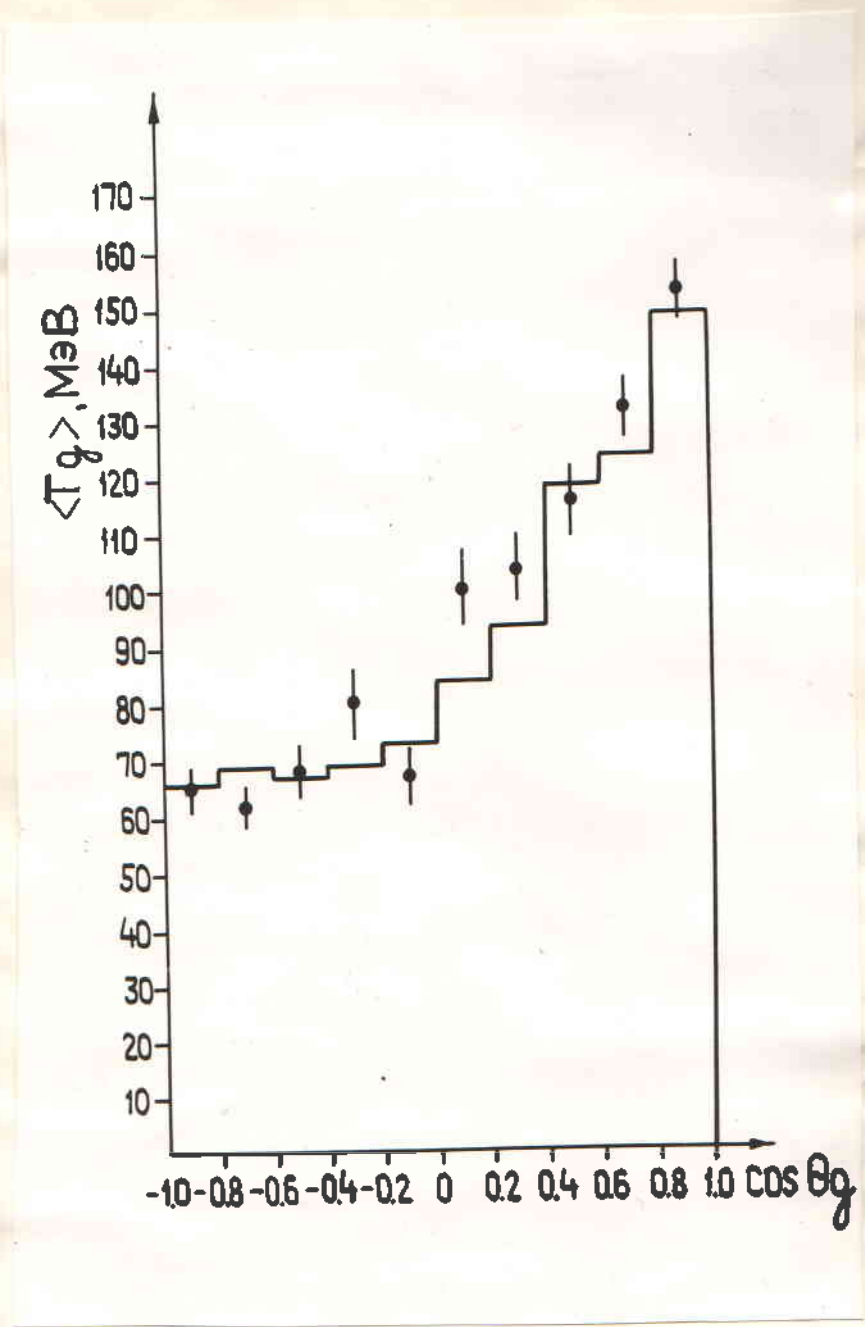


Рис. Ш.І. Зависимость средней кинетической энергии серых протонов от угла вылета: полные кружки - эксперимент, гистограммы - КИМ

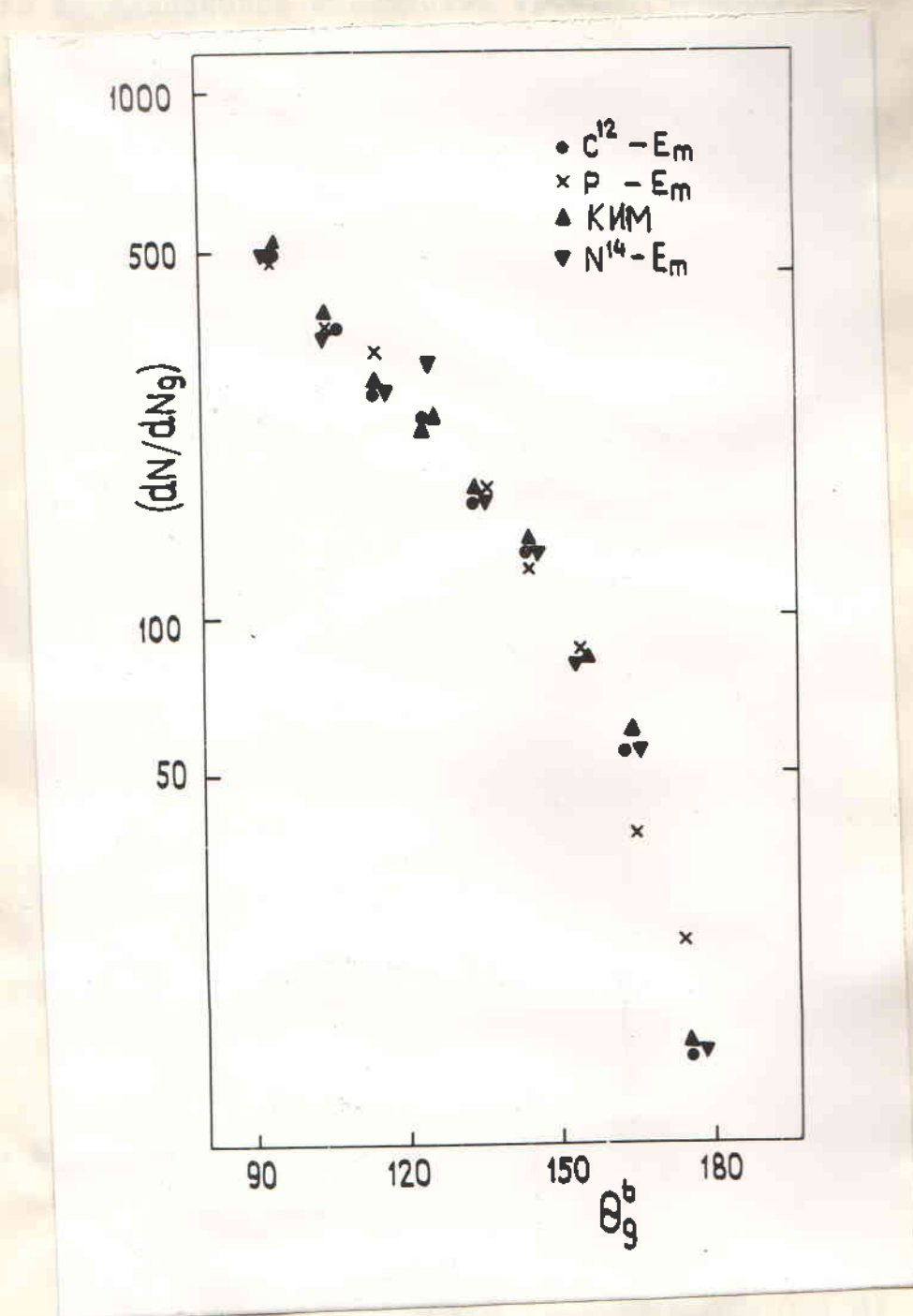


Рис. III.2. Угловые спектры серых частиц (нормированные на одинаковое число лучей в области $\theta > 90^\circ$). Расчеты по КИМ проведены для случая p_{Em} - взаимодействий

рованы на одинаковое количество треков (частиц) в ЭП. Аналогичные распределения нормированные на полное количество частиц во всем угловом диапазоне^{/87/}, которые приведены на рис. Ш.3, указывают, что отмеченная устойчивость относительно изменения A_c

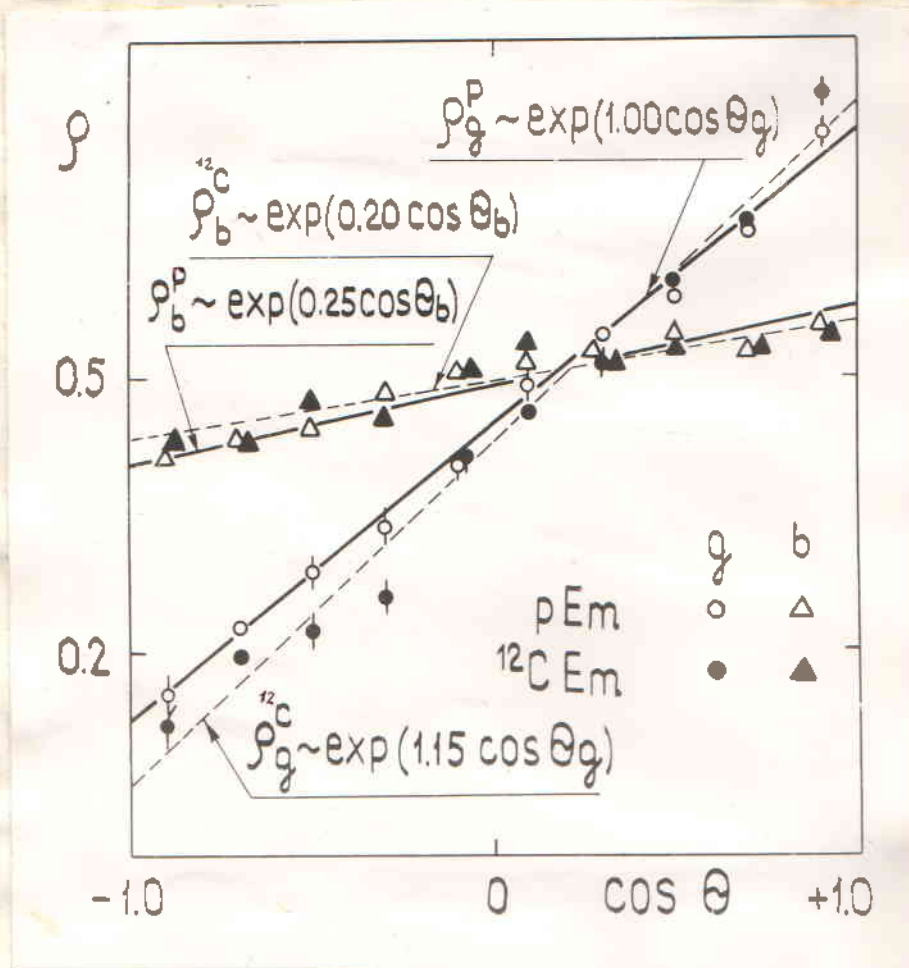


Рис. Ш.3. Угловые спектры сильноионизирующих частиц, нормированные на одинаковое число лучей во всей угловой области $-1 \leq \cos \theta_{g,b} \leq 1$. Прямые линии - результат подгонки

$$\rho = \frac{1}{N} \frac{dN}{d\cos \theta} \sim \exp(b \cos \theta)$$

$$b = \ln (F/B)$$

и (или) E_0 нарушается за счет области углов

На рис. Ш.4 приведены интегральные распределения по углам вылета α -частиц из pEm и $^{12}C Em$ - взаимодействий (нормированные соответственно в точке $\Theta = 90^\circ$). Хорошо видно, что

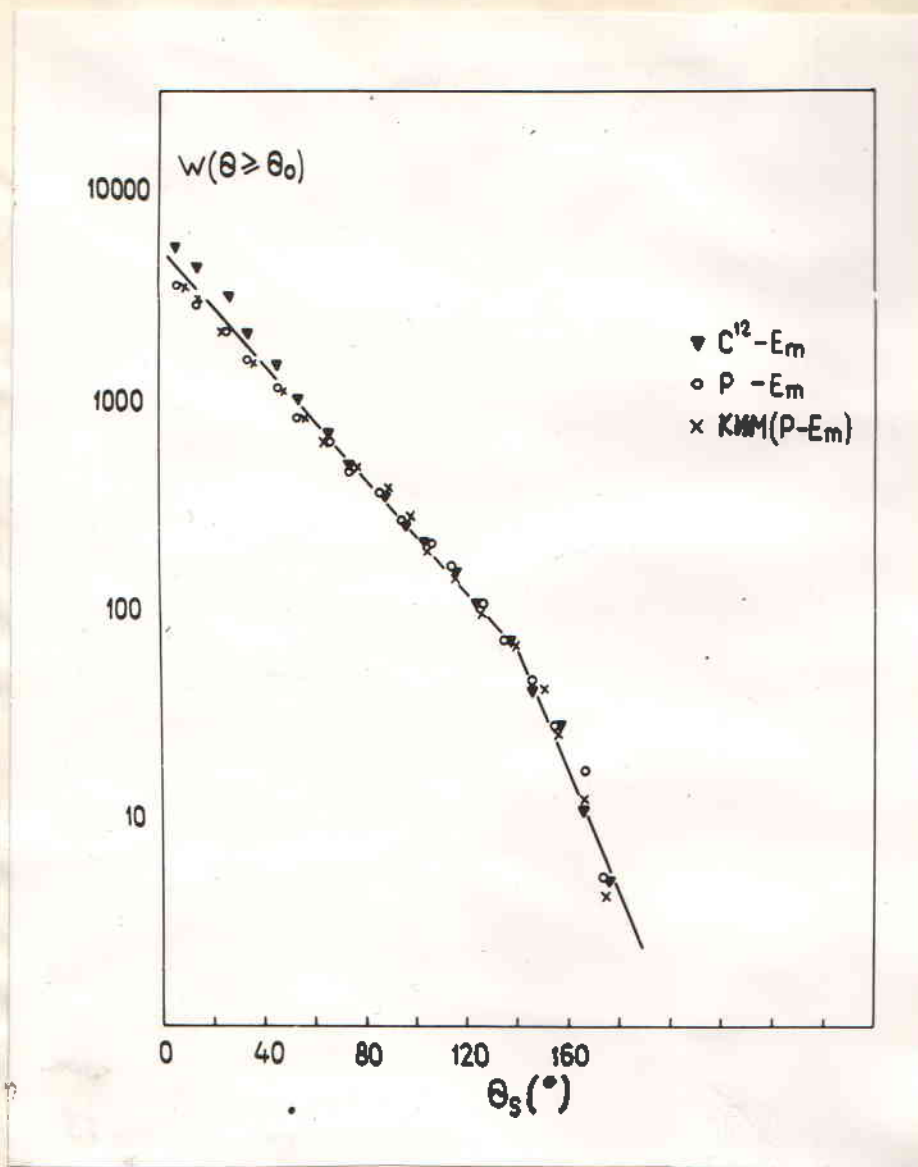


Рис. Ш.4. Интегральное распределение углов вылета релятивистских частиц. Ломаная кривая проведена от руки

оба распределения близки друг к другу, и то не только в ЗП, но возможно начиная уже с углов $\theta \geq \pi/3$. Отметим, что как в случае α -частиц, так и β -частиц в области углов $\theta > 5\pi/6$ начинается область крутого спада спектра, которая обусловлена, вероятно, малостью доступного фазового объема.

Ш.2.2. Множественности

Угловые спектры α - и g -частиц в ядро-ядерных соударениях характеризуются, как мы уже говорили, сильной коллимацией вперед (см. рис. П.4, Ш.3). Это явление связано со значительным вкладом квазисвободных нуклон-нуклонных соударений в полное неупругое сечение и, как было показано в разделе П.3, роль этих соударений увеличивается с массой снаряда.

Для множественностей частиц в передней $n_{s,g}^F$ и задней $n_{s,g}^B$ полусферах это означает разный характер их зависимости от A_c . Грубые оценки проведенные в нашей работе /91/, привели к следующим значениям коэффициентов α выступающих в степенной параметризации $\langle n \rangle \sim A_c^\alpha$: $\alpha_g^F \approx 1/3$; $\alpha_g^B \approx 1/4$; $\alpha_s^F \approx 2/3$; $\alpha_s^B \approx 0,45$.

Интересно отметить, что разницу в величинах коэффициентов α в передней и задней полусферах можно устранить, если предположить, что средние множественности частиц, испущенных назад, пропорциональны не самому A_c , а лишь среднему количеству нуклонов - участников налетающего ядра. Если принять, что для налетающего углерода $\langle \nu_c \rangle_{12C} \approx 5$ /5/ и для протона $\langle \nu_c \rangle_p = 1$, то

$$\left(\frac{\langle \nu_c \rangle_{12C}}{\langle \nu_c \rangle_p} \right)^{2/3} \approx 2,9 \quad \text{и} \quad \left(\frac{\langle \nu_c \rangle_{12C}}{\langle \nu_c \rangle_p} \right)^{1/3} \approx 1,7$$

что и согласуется с экспериментальными значениями:

$$\frac{\langle n_s^B \rangle_{12C}}{\langle n_s^B \rangle_p} = 3,0 \pm 0,3 \quad \text{и} \quad \frac{\langle n_g^B \rangle_{12C}}{\langle n_g^B \rangle_p} = 1,8 \pm 0,2$$

Полученная здесь зависимость $\langle n_{s,g}^B \rangle \sim \langle \nu_c \rangle$ по-видимому, не

противоречит данным других экспериментов^{/43/}, в которых наблюдалась пропорциональность между средними числами кумулятивных протонов и неупруго взаимодействовавших нуклонов от ядра-мишени: $\langle n_p \rangle \sim \langle \nu_M^{\text{prod}} \rangle$. Для этого необходимо лишь учесть факт, что вероятность чисто упругих перерассеяний налетающих нуклонов на нуклонах мишени при наших первичных энергиях весьма невелика.

В электронных экспериментах, где получено большинство данных, относящихся к данной проблематике, приводятся обычно только сечения выхода частиц данного типа при фиксированном угле вылета. Для того, чтобы сравнить эти результаты с нашими данными по А-зависимости выходов частиц разного типа, нам необходимо получить значения средних множественностей на единичный телесный угол Ω .

$$\begin{aligned} \frac{\langle n \rangle}{\Delta \Omega} &= \frac{1}{\Delta \Omega \cdot \sigma^{R(A_c A_M)}} \iint_{\Delta p \Delta \Omega} \frac{E}{p^2} \frac{d^2 \zeta}{dp d\Omega} dp d\Omega = \\ &= \frac{1}{\Delta \Omega \cdot \sigma^{R(A_c A_M)}} \iint_{\Delta p \Delta \Omega} C(A_c, A_M) f(p, \Omega) dp d\Omega = \\ &= \frac{C(A_c, A_M)}{R(A_c A_M)} \end{aligned}$$

Полученные таким образом инклюзивные сечения выхода z - и g -частиц в ЗП ($\Delta \Omega = 2\pi$)

$$C(A_c, A_M) = \frac{\langle n_{z,g}^B \rangle}{\Delta \Omega} \cdot \sigma^{R(A_c A_M)}$$

были использованы для вычисления коэффициентов α в степенной зависимости $C(A_c, A_M) \sim A_{c,M}^{\alpha}$.

На основе данных по p_{cm} и 12_{cm} взаимодействиям было получено, что зависимость от массового числа ядра-снаряда име-

ет следующий характер:

$$\alpha_c(s) = 0,7 \pm 0,1 \quad \text{и} \quad \alpha_c(g) = 0,5 \pm 0,1$$

Значение коэффициента $\alpha_c(g)$ довольно близко к такому же для кумулятивных протонов, испущенных из легких и средних ядер-мишеней ($\alpha_c(p) = 0,5 \pm 0,6^{/43/}$).

Для получения зависимости от массы мишени используем данные табл. III.2, которая приведена в следующем разделе. Там анализируются данные, полученные отдельно на группах легких и тяжелых ядер фотоэмульсии. Для налетающих протонов имеем:

$$\alpha_M(s) = 0,9 \pm 0,1 \quad \text{и} \quad \alpha_M(g) = 1,3 \pm 0,1$$

$$(\alpha_M(p) = 1,39 \pm 0,07 \quad \text{для} \quad A_M < 64 \quad \text{и}$$

$$\alpha_M(p) = 1,03 \pm 0,05 \quad \text{для} \quad A_M > 64^{/44/})$$

и для первичных альфа-частиц:

$$\alpha_M(s) = 1,3 \pm 0,1 \quad \text{и} \quad \alpha_M(g) = 1,6 \pm 0,1$$

$$(\alpha_M(p) = 1,55 \pm 0,13 \quad /43/)$$

Данные в скобках относятся к кумулятивным протонам и приведены для сравнения. Видно, что во всех приведенных случаях данные по g -частицам близки к таким же для кумулятивных протонов, хотя и последние отбирались при более жестких условиях на импульсы ($p > 400$ МэВ/с) и (или) углы вылета ($\theta > 2\pi/3$) детектируемых частиц.

В заключение этого раздела рассмотрим характер корреляционной зависимости между множественностью релятивистских частиц испущенных в переднюю полусферу и числом фрагментов ядра-мишени в задней полусфере. В случае первичных протонов ограниченность полной переданной энергии, которая обсуждалась уже

в разделе П.2, приводит к отрицательной корреляционной зависимости $\langle n_s^F \rangle$ как от N_h^B (рис. III.5), так и от n_s^B (не-проиллюстрировано, см. /71/). Для налетающего ядра углерода она после первоначального быстрого роста выходит на плато, высота которого, однако, зависит от выбора регрессионной переменной. Так, $\langle n_s^F \rangle \approx 15,5 \pm 1,0$ для $N_h^B > 9$ и $\langle n_s^F \rangle \approx 21 \pm 2$ для $n_s^B > 3$.

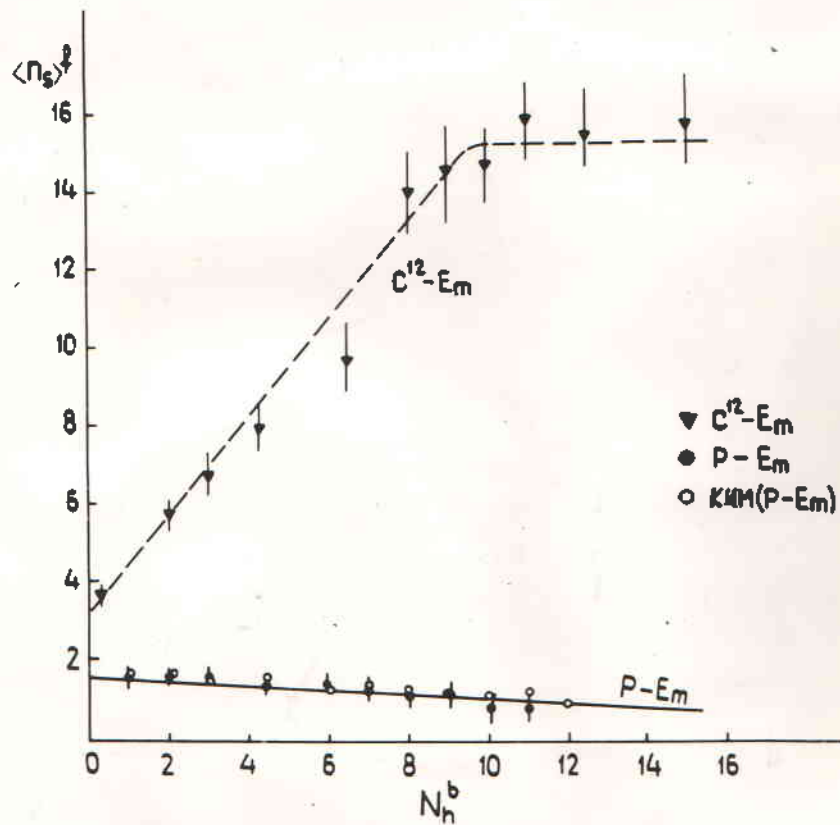


Рис. III.5. Зависимость средней множественности релятивистских частиц, испущенных под углами $\theta_s < \pi/2$ от числа сильноионизирующих частиц в задней полусфере

III.3. Взаимодействия протонов и альфа-частиц с ядрами (Ag, Br) и (C, N, O) сопровождаемые вылетом адронов назад

С целью получения информации о характере зависимости от атомного веса ядра-мишени процессов, ответственных за испускание частиц в ЗП, полные ансамбли pA и αA соударений были разделены на группы $p(C, N, O)$, $\alpha(C, N, O)$ и $p(Ag, Br)$,

$\alpha(Ag, Br)$ - взаимодействий. Для этого был использован разработанный нами метод статистической идентификации, изложенный в параграфе I.2.3.

III.3.I. Вероятности испускания s - и g -частиц в заднюю полусферу

В разделе III.2.I была продемонстрирована независимость (в пределах ошибок опыта) угловых спектров s - и g -частиц в ЗП от массы и энергии налетающего ядра в диапазонах $A_C = I+I4$, $E_0 = (3+4,6)$ ГэВ на нуклон. Имеющиеся данные других экспериментов /45,73/ указывают на то, что эта "консервативность" угловых спектров в ЗП наблюдается и при более высоких энергиях (хотя бы для случая $A_C = I$). В связи с этим возникает вопрос о том, каково поведение самой вероятности события с вылетом быстрых адронов, попавших в эту область фазового пространства.

Необходимые данные о вероятностях испускания быстрых адронов назад $P(n_{s,g}^B > 0)$ приведены в табл. III.I. Здесь же представлены и данные работы /62/, относящиеся к pA и αA взаимодействиям, усредненным по сорту (n_A) и энергии налетающей частицы в диапазоне $E_0 = (20+400)$ ГэВ. Такое усреднение оказалось возможным, благодаря тому, что в пределах экспериментальных ошибок для рассматриваемых характеристик не наблюда-

лась зависимость ни от типа снаряда, ни от его энергии.

Таблица III. I

Вероятности $P(n_s^B > 0)$ и $P(n_g^B > 0)$ испускания s и g -частиц соответственно в заднюю полусферу

%	pCNO	ΔCNO	h.CNO	pAgBr	ΔAgBr	hAgBr
$P(n_s^B > 0)$	$9,5 \pm 1,2$	$7,0 \pm 1,3$ (14)	$10,2 \pm 2,0$	$120 \pm 0,9$	$24,5 \pm 2,3$ (29)	$22,7 \pm 1,8$
$P(n_g^B > 0)$	$25,7 \pm 1,9$	$18,6 \pm 2,2$ (29)	$20,7 \pm 2,8$	$52,0 \pm 2,4$	$61,8 \pm 2,4$ (64)	$51,5 \pm 2,6$

Анализируя данные табл. III. I, можно сказать, что качественно такое же поведение справедливо и для большей части массива данных настоящего эксперимента. Что же касается отклонения от наблюдаемой при высоких энергиях независимости $P(n_{s,g}^B > 0) \neq f(E_0)$, то необходимо в первую очередь отметить, что наши данные для p(Ag,Br) взаимодействий с вылетом g -частиц назад показывают уменьшение $P(n_s^B > 0)$ примерно в два раза.

В работе^{/91/} было показано, что в случае pA соударений существует, в отличие от данных при более высоких E_0 или $A_C > 1$, отрицательная корреляция между $\langle n_s^F \rangle$ и N_h . С другой стороны, корреляция $\langle n_s^B \rangle = f(N_h)$, хотя и не очень сильная для pA взаимодействий, имеет уже положительный характер. Поэтому, кажется вероятным, что наблюдаемое уменьшение доли событий с вылетом g -частиц в ЗП для p(Ag,Br) соударений при 4,5 ГэВ/с вызвано, в основном, действием процессов, приводящих к уменьшению множественности g -частиц в передней

полусфере. Эти процессы, которые более подробно изучались в специально им посвященном разделе П.2.2 (и среди которых можно отнести поглощение π -мезонов, перезарядку налетающего протона и другие) эффективно препятствуют попаданию α -частиц в ЗП.

Для β -частиц, никакой существенной зависимости вероятности испускания в ЗП от E_0 и A_c не наблюдается. Слѣбое увеличение этой вероятности при переходе от $p(Ag, Br)$ к $\alpha(Ag, Br)$ соударениям вызвано, по-видимому, соответствующим увеличением числа внутриядерных столкновений. С другой стороны обратная тенденция во взаимодействиях этих снарядов с легкими ядрами является, возможно, результатом ранее отмеченной (см. П.3.1) большей периферичности $\alpha(C, N, O)$ соударений по сравнению с $p(C, N, O)$ взаимодействиями.

III.3.2. Множественности

A) Множественности α - и β -частиц в задней полусфере в Л.С.К.

Перейдем теперь к обсуждению данных, характеризующих распределения по числу α - и β -частиц, испущенных в ЗП. Основные экспериментальные результаты представлены на рис. III.6 в и в табл. III.2. В последней для случая β -частиц (табл. 2а) в нижней строке приводятся данные выше цитированной работы^{/62/}, которые относятся к $p(Ag, Br)$ соударениям в районе $E_0 = (20 \pm 400)$ ГэВ.

В табл. 2 также для сравнения приведены основные характеристики распределений по множественностям в передней полусфере. Формы этих распределений в значительной степени повторяют

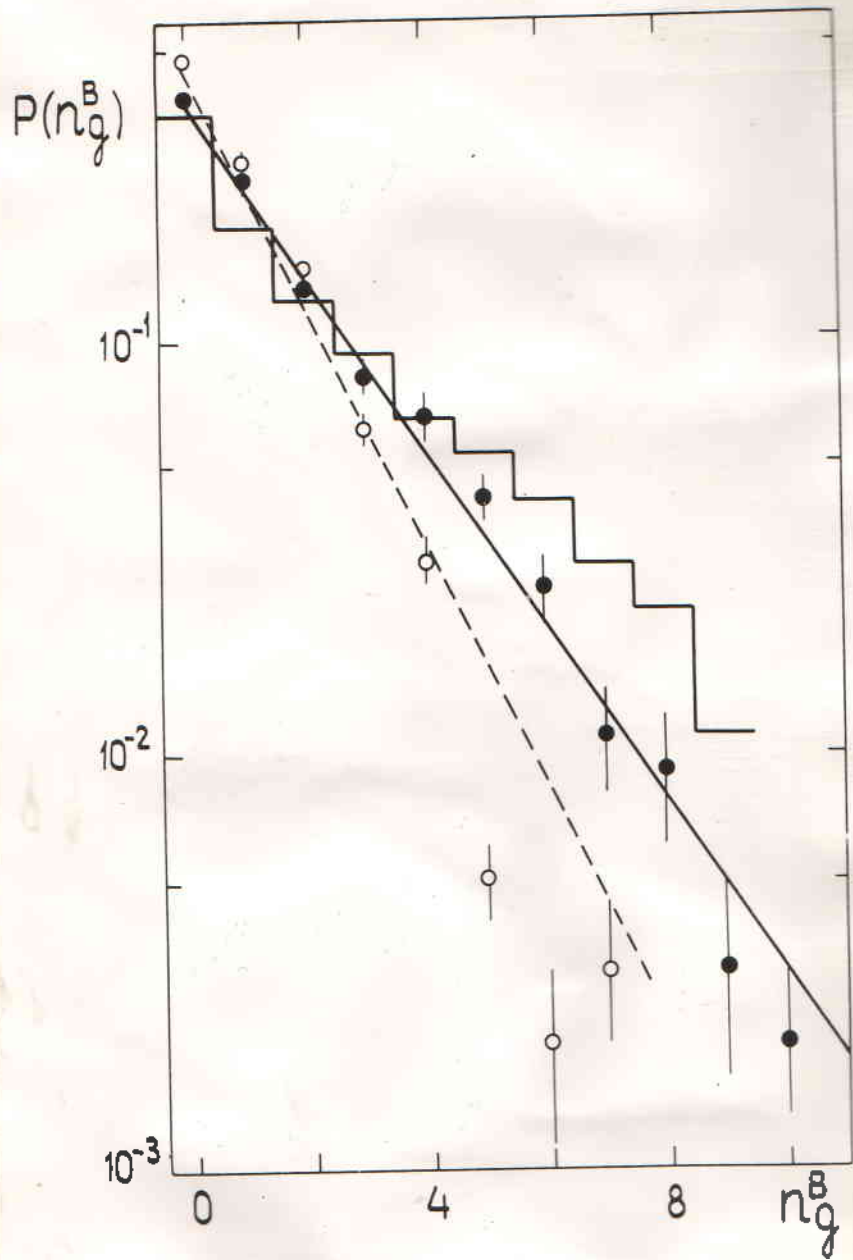


Рис. III.6. Распределение по множественности g -частиц в задней полусфере для $p(\text{Ag, Br})$ (пустые кружки) и для $\alpha(\text{Ag, Br})$ (полные кружки) соударений. Гистограмма ЮИМ для $\alpha(\text{Ag, Br})$ взаимодействий. Прямые линии - подгонка по геометрическому распределению для налетающей α -частицы (полная линия) и протона (штриховая)

Таблица III.2а

Средние и среднеквадратические отклонения распределений по числу g -частиц в передней (индекс В) и задней (индекс F) полусферах. В скобках приведены расчетные значения по КММ

	$\langle n_g \rangle^F$	D^F	$\langle n_g \rangle^B$	D^B
ρ CNO	0.97 ± 0.03	1.08 ± 0.04	0.30 ± 0.01	0.30 ± 0.02
Δ CNO	0.96 ± 0.04 (1.4)	1.16 ± 0.04 (2.4)	0.22 ± 0.02 (0.4)	0.24 ± 0.03 (0.6)
ρ CNO	0.74 ± 0.02	0.91 ± 0.03	0.25 ± 0.01	0.27 ± 0.01
ρ AgBr	2.50 ± 0.04	4.88 ± 0.17	0.93 ± 0.03	1.37 ± 0.05
Δ AgBr	4.62 ± 0.15 (5.5)	18.93 ± 0.38 (2.80)	1.58 ± 0.07 (2.1)	3.57 ± 0.09 (6.0)
ρ AgBr	2.75 ± 0.05	8.46 ± 0.20	1.19 ± 0.02	2.45 ± 0.06

Таблица III.2б

Средние и среднеквадратические отклонения распределений по числу s частиц в передней (индекс В) и задней (индекс F) полусферах. В скобках приведены расчетные значения по КММ

	$\langle n_s \rangle^F$	D^F	$\langle n_s \rangle^B$	D^B
ρ CNO	1.63 ± 0.03	1.19 ± 0.04	0.09 ± 0.01	0.10 ± 0.02
Δ CNO	2.35 ± 0.07 (3.3)	4.45 ± 0.16 (4.7)	0.08 ± 0.01 (0.15)	0.10 ± 0.02 (0.15)
ρ AgBr	1.46 ± 0.02	1.10 ± 0.03	0.13 ± 0.01	0.14 ± 0.02
Δ AgBr	4.26 ± 0.10 (4.4)	8.24 ± 0.18 (6.7)	0.32 ± 0.02 (0.39)	0.38 ± 0.03 (0.49)

распределения по полным (т.е. без выборки по углам вылета частиц) множественностям, поэтому сами распределения в передней полусфере здесь не приводятся. Последнее утверждение непосредственно следует из очевидного неравенства

$$(F/B)_{s,g} = \frac{\langle n_{s,g}^F \rangle}{\langle n_{s,g}^B \rangle} \gg 1.$$

Анализируя эти данные, можно сделать следующие выводы:

I. Как в РА, так и в α А соударениях, формы распределений по числам s- и g-частиц, испускаемых в переднюю и заднюю полусферы, существенно различаются, причем для обоих ядер-снарядов и типов регистрируемых частиц (s,g) выполняется соотношение:

$$\langle n_{s,g}^F \rangle / D^F > \langle n_{s,g}^B \rangle / D^B$$

где $D = \sigma^2 = \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2$.

2. В работах /61,62/, где в $\pi^{-12}C$ и $n(C,N,O)$ взаимодействия при высоких энергиях ($p_0 \gg 20$ ГэВ/c) изучались нормированные к единице вероятности наблюдения событий с n_g^B протонами, летящими в ЗП $P(n_g^B)$, выполнение эмпирического соотношения

$$P(n_g^B) = [P(n_g^B = 1)]^{n_g^B}, \quad n_g^B \geq 1 \quad (I)$$

было трактовано как проявление статистической независимости наступления события с разными числами протонов (g-частиц) назад. В работе /62/ тоже отмечалось, что существенное расхождение с вышеприведенным эмпирическим соотношением наблюдается не только в случае распределений по множественности g-частиц

в передней полусфере $P(n_g^F)$, но и для распределений по n_g^B в $h(Ag, Br)$ взаимодействиях. В обоих случаях экспериментальные распределения спадают существенно медленнее в области больших множественностей, чем это предсказывает вышеприведенная формула.

Данные настоящего эксперимента подтверждают результаты предыдущих исследований: эмпирическое соотношение (I) выполняется только для распределений $P(n_{s,g}^B)$ в $p(C, N, O)$ и $\alpha(C, N, O)$ соударениях, а в остальных случаях оно существенно нарушается (непроиллюстрировано). Можно заключить, что обсуждаемое соотношение имеет ограниченную способность и, кроме того, не является и достаточно универсальным в том смысле, что ему недоступна точка

$$P(n_{s,g}^B = 0) = 1 - P(n_{s,g}^B > 0) \quad (2)$$

Поэтому нами был проведен подробный анализ более широкой совокупности имеющихся экспериментальных данных по множественностям адронов в задней полусфере. Она включала, кроме данных настоящего эксперимента и вышецитированных работ по $\pi^{-12}C$ и $h(C, N, O)$, $h(Ag, Br)$ взаимодействиям при $p_0 \gtrsim 20$ ГэВ/с также результаты исследований $\pi^{-12}C$ и $(p, d, {}^4He, {}^{12}C) + {}^{181}Ta$ соударений^{/74,75/} при $p_0 \approx 44$ ГэВ/с. В результате было получено, что единое (в пределах ошибок эксперимента) описание всей изучаемой совокупности данных по распределениям по числу летящих назад быстрых адронов можно получить при помощи геометрического распределения

$$P(n_{s,g}^B) = P(n_{s,g}^B = 0) \cdot [1 - P(n_{s,g}^B = 0)]^{n_{s,g}^B} \quad (3)$$

Это иллюстрируется на примере данных настоящего эксперимента по $p(Ag, Br)$ и $\alpha(Ag, Br)$ соударениям на рис. II.6. Геометрическому распределению (которое является дискретным аналогом показательного распределения) восстановленному по точке $n_g^B = 0$ здесь соответствуют прямые линии.

Как следует из вышеприведенных формул (2) и (3) в данной вероятностной схеме независимыми являются не события испускания в точности одного быстрого адрона назад, а события, где это произойдет по крайней мере в один раз. Статистическая независимость процесса испускания частиц в ЗП в данной модели вытекает из следующего свойства^{/76/} условной вероятности наблюдать вылет хотя бы $N = n_1 + n_2$ частиц назад в случае, что как минимум n_1 частиц туда уже полетело:

$$P(n^B \geq n_1 + n_2 / n^B \geq n_1) = P(n^B \geq n_2) \quad (4)$$

Это исключительно важное (и характеристическое) свойство геометрического закона распределения (т.н. отсутствие последствий) означает, что процесс размножения быстрых адронов в ЗП не зависит от уже испущенного назад количества частиц.

В такой трактовке принимают важное значение обсуждавшиеся выше вероятности наблюдения событий с вылетом быстрых адронов назад $P(n_{s,g}^B > 0)$, ибо они не только являются собственной характеристикой данного ядра-мишени, которая слабо зависит от массы и энергии ядра-снаряда, но и позволяют нам без какого-либо дополнительного измерения восстановить полное распределение множественностей в задней полусфере.

Отметим, что небольшое отклонение от геометрической формулы наблюдается в первых двух восстанавливаемых точках (т.е. $n_g^B = 1, 2$) для $^{12}C + ^{181}Ta$ взаимодействий^{/75/}, что, вероятно,

свидетельствует о заметной роли процессов перерасоединения фрагментов ядра-мишени, летящих назад, внутри ядра-снаряда. Поэтому ожидаем, что для случая ядер с $A_c > 12$ отклонения от геометрического распределения станут правилом.

Таблица III.3

Значения показателей степени α_s^B и α_g^B для разных Q

Q	0	1	2
α_g^B	1.03 ± 0.05	0.80 ± 0.06	0.66 ± 0.10
α_s^B	0.61 ± 0.07	0.55 ± 0.09	0.29 ± 0.17

Для налетающей альфа-частицы (или более тяжелого ядра-снаряда) интересным является следующий вопрос. Если использовать параметризацию $\langle n_{e,g}^B \rangle \sim A_M^{\alpha_{e,g}^B}$, то как будет изменяться значение экспонента α в зависимости от Q -суммарного заряда не взаимодействовавших нуклонов ядра-снаряда? На основе данных табл. III.3 можно сделать следующие выводы:

а) С ростом числа нуклонов-участников от ядра-снаряда $\nu_c \approx A_c - 2Q$ наблюдается заметное усиление A_M -зависимости средних множественностей e - и g -частиц в ЗП.

б) Соотношение $\alpha_g^B > \alpha_e^B$, выполняющееся при всех Q означает, что множественности g -частиц в ЗП более сильно связаны с фрагментационной областью ядра-мишени, чем n_e^B . Это находится в согласии с аналогичными результатами, полученными в

разделе III.2.2, где было отмечено, что по отношению к фрагментационной области ядра-снаряда наблюдается обратная связь: т.е. n_s^B более сильно зависит от A_c чем n_g^B .

Б) Ассоциативные множественности

Основные характеристики распределений по числам s^- и g^- -частиц в событиях с вылетом и без вылета быстрых адронов назад приведены в табл. III.4. На рис. III.7 для тех же событий приведены распределения по числу сильноионизирующих частиц в соударениях с легкими ядрами. Анализируя эти данные, можно сделать следующие заключения:

1. Распределения по N_n в $p(C,N,0)$ и $\alpha(C,N,0)$ взаимодействиях при фиксированном A_c мало зависят от типа (s^- или g^-) триггерной частицы, но существенно меняются при переходе от событий без быстрой частицы назад к событиям, где она имеется. Последние могут быть для соударений с легким ядром-мишенью с большой вероятностью отнесены к событиям его полного развала^{/77,78/}. Интересно отметить, что и сами вероятности $P(n_s^B > 0)$ для $p(C,N,0)$ и $\alpha(C,N,0)$ соударений (см. табл. III.1) очень близки к вероятности полного развала ядра углерода π^- -мезонами с $p_0=40$ ГэВ/с^{/77/}: $(7,0 \pm 0,3)\%$.

2. Отбор событий по критерию $n_{s,g}^B > 0$ является эффективным способом устранения периферических взаимодействий не только для легких, но и для тяжелых ядер-мишеней. То же самое верно и по отношению к степени периферичности взаимодействия налетающего ядра.

3. Минимальные средние множественности s^- и g^- -частиц достигаются при выборе триггера $n_g^B=0$, который более эффек-

Таблица II.4

Средние множественности s и g -частиц в событиях с вылетом $n_{s,g} > 0$ и без вылета $n_{s,g} = 0$ s или g -частиц в заднюю полусферу

		CNO		Ag Br	
		$\langle n_s \rangle$	$\langle n_g \rangle$	$\langle n_s \rangle$	$\langle n_g \rangle$
$n_s^B = 0$	P	$1,61 \pm 0,03$	$1,22 \pm 0,03$	$1,48 \pm 0,02$	$3,26 \pm 0,08$
$n_s^B = 0$	α	$2,27 \pm 0,07$	$1,10 \pm 0,04$	$3,9 \pm 0,1$	$5,1 \pm 0,2$
$n_s^B > 0$	P	$2,7 \pm 0,1$	$1,69 \pm 0,04$	$2,36 \pm 0,06$	$4,7 \pm 0,1$
$n_s^B > 0$	α	$4,5 \pm 0,3$	$2,1 \pm 0,2$	$6,6 \pm 0,2$	$9,6 \pm 0,4$
$n_g^B = 0$	P	$1,70 \pm 0,03$	$0,90 \pm 0,03$	$1,68 \pm 0,03$	$1,56 \pm 0,05$
$n_g^B = 0$	α	$2,31 \pm 0,08$	$0,89 \pm 0,04$	$3,2 \pm 0,2$	$2,0 \pm 0,1$
$n_g^B > 0$	P	$1,72 \pm 0,06$	$2,33 \pm 0,05$	$1,50 \pm 0,03$	$5,2 \pm 0,1$
$n_g^B > 0$	α	$3,0 \pm 0,2$	$2,4 \pm 0,1$	$5,4 \pm 0,1$	$8,8 \pm 0,3$

тивно отбирает события, близкие по своим характеристикам к свободным NN столкновениям, чем триггер $n_s^B = 0$. Это проявляется особенно во взаимодействиях на ядрах с немалым A_M , где события $n_s^B = 0$ могут образоваться и в результате поглощения s -частицы, испущенной "назад" в первоначальном столкновении.

III.3.3. Угловые спектры

События с испусканием быстрых адронов в ЗП сопровождаются относительно большими множественностями всех типов частиц. В связи с этим возникает вопрос, в каких же областях фазового пространства происходит наблюдающееся размножение частиц дан-

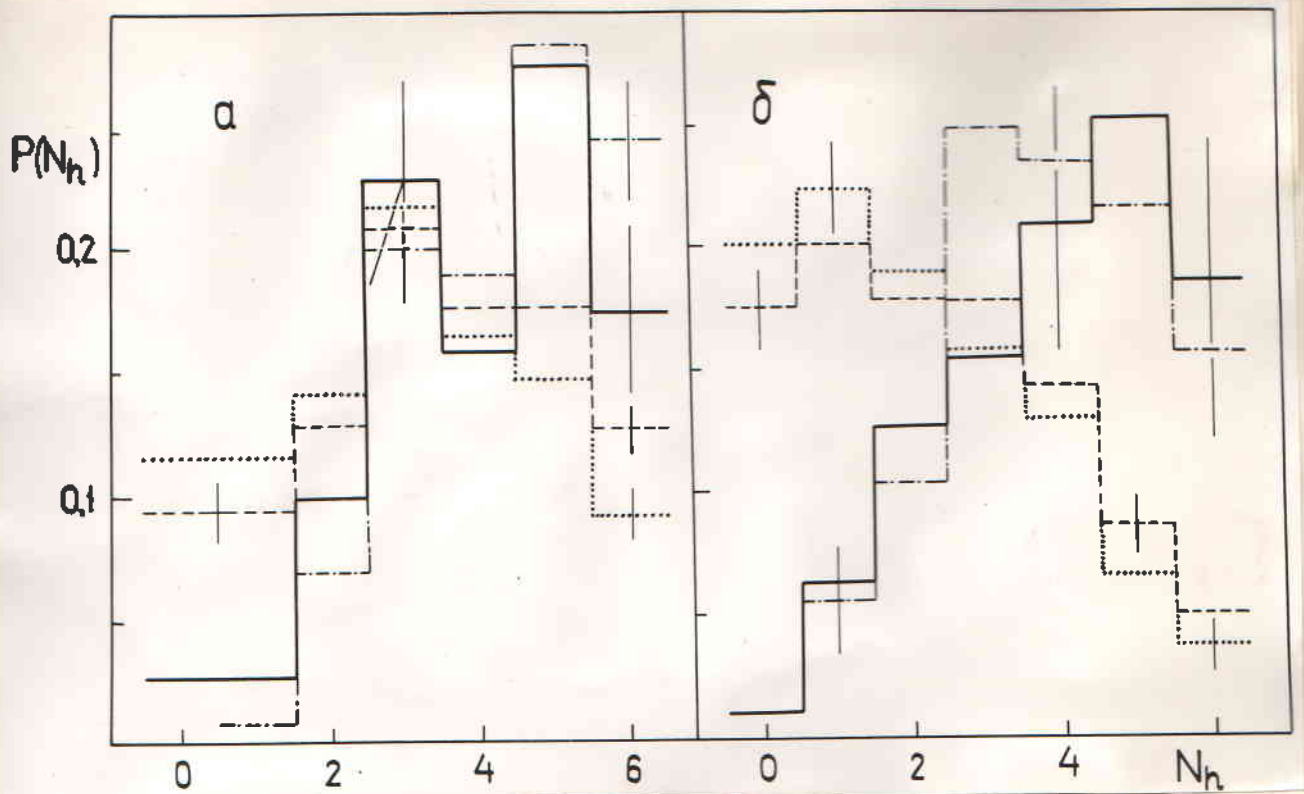


Рис. 3.7. Распределение по числу сильноионизирующих частиц N_h а) для $P(C, N, O)$ и б) $\alpha(C, N, O)$ взаимодействий. Обозначения: сплошная гистограмма - для событий с $n_s^B > 0$, штрих-пунктирная $-n_g^B > 0$, штриховая $-n_s^B = 0$, точечная - $n_g^B = 0$.

ного типа при переходе от периферических соударений к взаимодействиям, в которых количество нуклонов-участников относительно велико и (или) при переходе от легкой к более тяжелой мишени. Данные, необходимые для проведения такого анализа, приведены на рис. 3.8-10 и в табл. 3.5.

На рис. 3.8 показаны отношения инклюзивных распределений по квазибыстроте $\eta = \ln \operatorname{ctg} \theta/2$ α -частиц для $P(Ag, Br)$ и $\alpha(Ag, Br)$ взаимодействий вида

$$R(\eta) = \frac{\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\eta} (n_g^B > 0)}{\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\eta} (n_g^B = 0)}$$

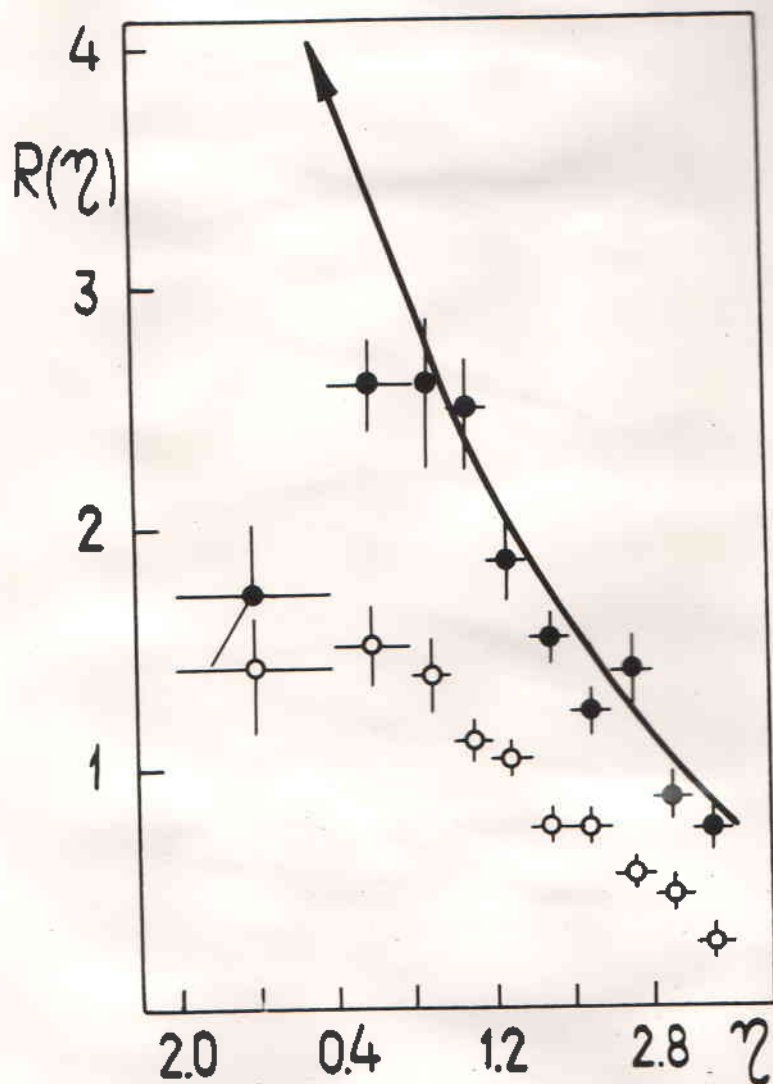


Рис. III.8. Отношение $R(\eta)$ для $p(\text{Ag, Br})$ - пустые кружки и $\alpha(\text{Ag, Br})$ взаимодействий - полные кружки. Сплошная линия - КИМ для $\alpha(\text{Ag, Br})$ взаимодействий

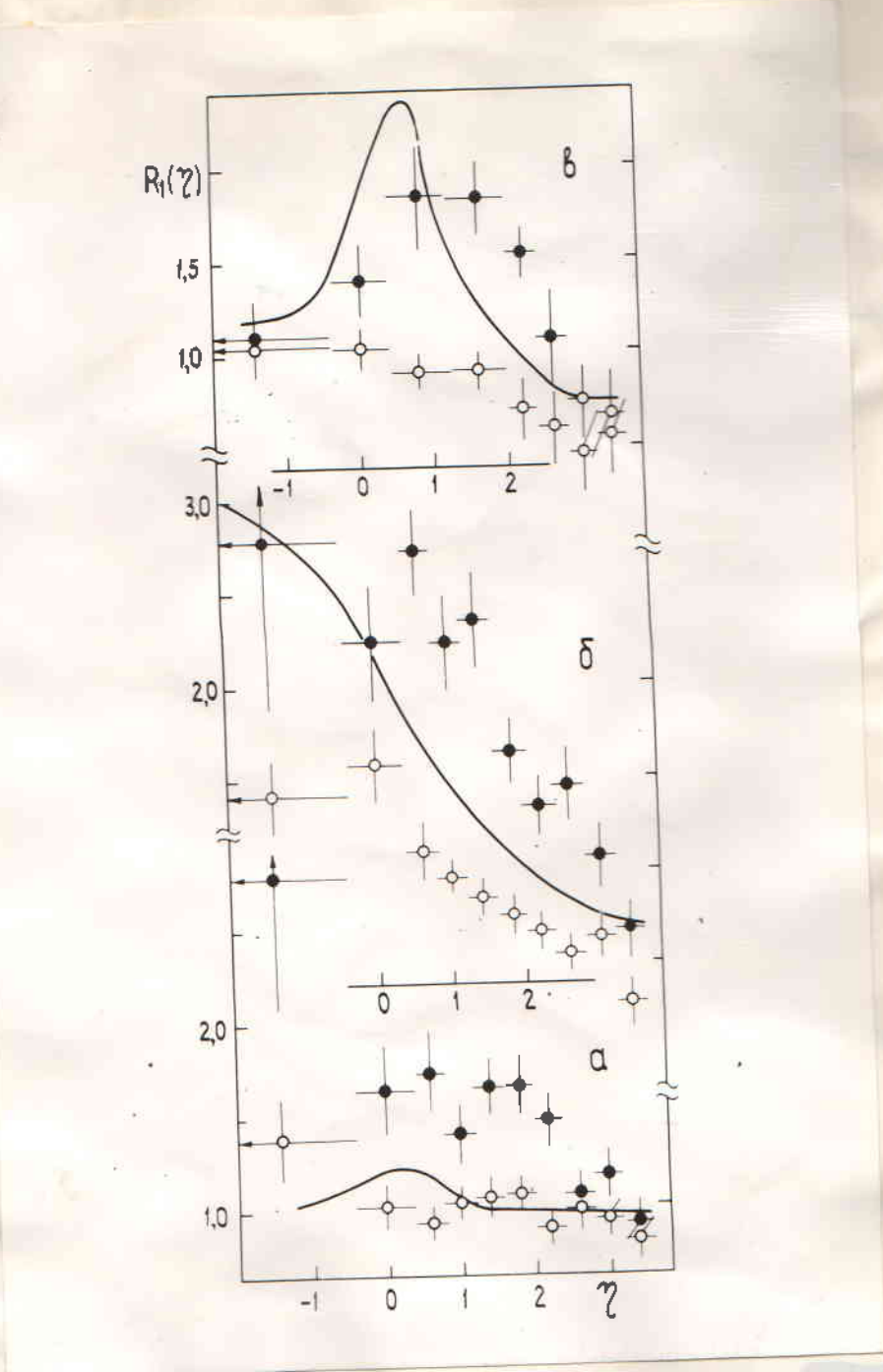


Рис. III.9. Отношение $R_1(\eta)$ для а) событий с $n_g^B = 0$, б) с $n_g^B > 0$, в) с $n_s^B > 0$.

На рис. III.9 отношения

$$R_1(\eta) = \frac{\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\eta} (A_c + AgBr)}{\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\eta} (A_c + CNO)}, \quad A_c = p, \quad {}^4\text{He}$$

для событий с $n_g^B = 0$ (9а), $n_g^B > 0$ (9б) и $n_s^B > 0$ (9в).

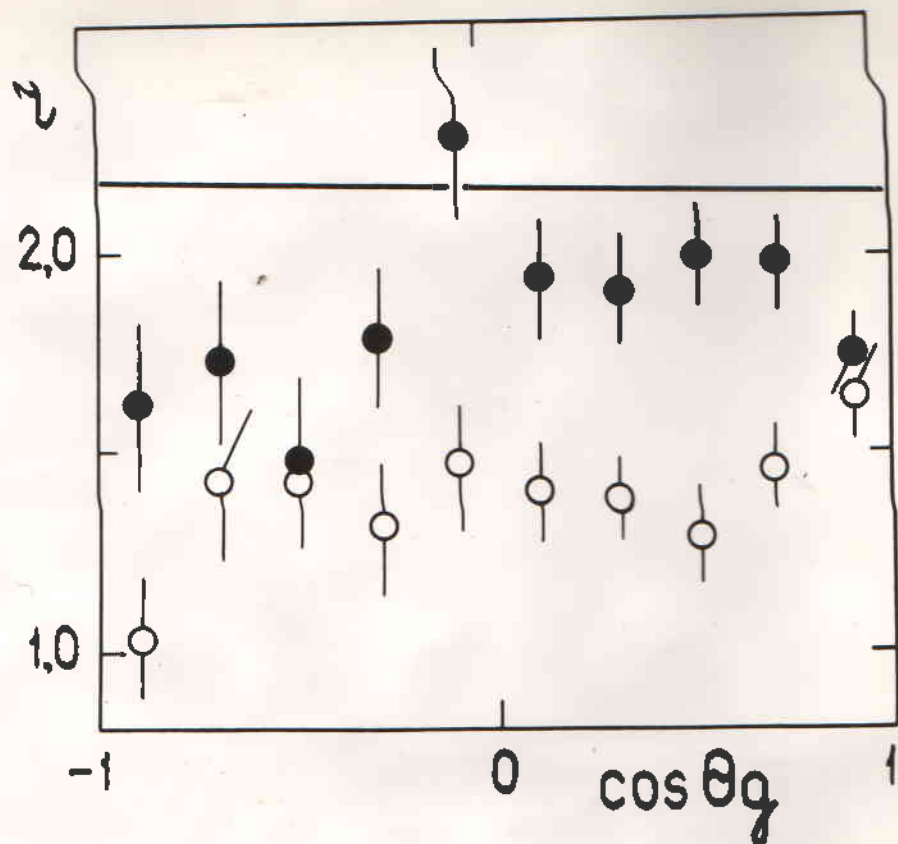


Рис. III.10. Отношение $r(\cos \theta_g)$ для $\rho(\text{Ag, Br})$ (пустые кружки) и $\alpha(\text{Ag, Br})$ соударений (полные кружки)

На рис. III.10, в качестве примера, показано отношение инклюзивных распределений по $\cos \theta_g$ g -частиц в $\rho(\text{Ag, Br})$ и $\alpha(\text{Ag, Br})$ соударениях вида

$$r(\cos \theta) = \frac{\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d \cos \theta} (n_s^B > 0)}{\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d \cos \theta} (n_s^B = 0)}$$

и, наконец, в табл. 5 представлены средние и среднеквадратические отклонения распределений по n_s и $\cos \theta_g$ в событиях с вылетом и без вылета быстрого адрона в ЗП.

Таблица II.5

Средние значения и среднеквадратические отклонения распределений по квазибыстроте η_s и по $\cos \theta_g$ в событиях с вылетом и без вылета g и α -частиц в заднюю полусферу соответственно

		ρ_{CNO}	Δ_{CNO}	ρ_{AgBr}	Δ_{AgBr}
$n_{g^B}^B = 0$	$\langle \eta \rangle$	1.77 ± 0.03	1.90 ± 0.03 (1.79)	1.69 ± 0.02	1.72 ± 0.03 (1.72)
	$\sigma(\eta)$	1.17 ± 0.02	1.02 ± 0.02 (0.97)	1.14 ± 0.02	1.04 ± 0.03 (0.98)
$n_{g^B}^B > 0$	$\langle \eta \rangle$	1.58 ± 0.04	1.71 ± 0.05 (1.63)	1.24 ± 0.02	1.39 ± 0.02 (1.33)
	$\sigma(\eta)$	1.07 ± 0.04	1.01 ± 0.03 (0.97)	1.05 ± 0.02	0.98 ± 0.02 (1.03)
$n_s^B = 0$	$\langle \cos \theta_g \rangle$	0.343 ± 0.012	0.454 ± 0.017 (0.370)	0.309 ± 0.006	0.336 ± 0.009 (0.312)
$n_s^B > 0$	$\langle \cos \theta_g \rangle$	0.391 ± 0.032	0.419 ± 0.045 (0.411)	0.342 ± 0.014	0.347 ± 0.011 (0.312)

Из этих данных можно заключить следующее:

I. Средние значения η -распределений в ра и α соударениях с вылетом g -частиц назад смещены в сторону малых значений η по сравнению с таковыми для событий, не сопровождающихся g -частицами в ЗП. Ширины распределений (характеризующиеся среднеквадратическими отклонениями) при этом почти не изменяются. Наблюдаемый сдвиг η -распределений ведет к тому, что величина отношения R имеет существенную η -зависимость как в области фрагментации мишени $R > 1$ так и в области фрагментации снаряда $R < 1$ (см. рис. III.8). Отметим, что эта зависимость более сильна для налетающей альфа-частицы и увеличивается также с ростом массы ядра-мишени (не проиллюстрировано).

2. Для взаимодействий, вызванных альфа-частицами, наблюдается довольно широкий максимум в отношениях $R(\eta)$ и $R_1(\eta)$ для событий с вылетом α -частиц назад. Такое поведение возможно обусловлено ростом числа внутриядерных столкновений, связанного в случае $R_1(\eta)$ с увеличением массы ядра-мишени, и в случае $R(\eta)$ с отбором событий с $n_g^B > 0$. Можно полагать, в соответствии с результатами работы /64/, что значительный вклад в эту область квазибыстрот (т.е. $0 \leq \eta \leq 1,5$) дают релятивистские протоны, выбитые из ядра-мишени. Отсутствие таких максимумов в распределениях для αA взаимодействий указывает на то, что уменьшение числа α -частиц за счет поглощения пионов и перезарядки лидирующего протона с ростом внутриядерных столкновений (обсуждавшееся нами уже ранее) происходит в указанной области квазибыстрот.

3. Для αA и αA взаимодействий без вылета α -частиц в ЗП в широком диапазоне квазибыстрот выполняется приближительное равенство $R_1(\eta) \approx \text{const}$, причем область такого существенного ослабления η -зависимости больше для αA , чем для αA соударений.

4. Угловые характеристики α -частиц (см. табл. III.5 и рис. III.10) в событиях с вылетом и без вылета α -частиц в ЗП в пределах экспериментальных ошибок, одинаковы, но изменяются как с увеличением массы ядра-мишени, так и ядра-снаряда. Это изменение более выражено для событий с $n_g^B = 0$ и в событиях с вылетом α -частиц назад зависимость от A_c практически исчезает.

В табл. III.6 на примере взаимодействий, вызванных α -частицами изучена зависимость основных характеристик распределений

Таблица III.6

То же, что в табл. III.5, но в зависимости от условия
 $n_g^B > 0$ или $n_g^B = 0$

		$n_s^B = n_g^B = 0$	$n_s^B = 0, n_g^B > 0$	$n_g^B = 0, n_s^B > 0$	$n_s^B > 0, n_g^B > 0$
$\langle \eta \rangle$	Δ_{CNO}	2.00 ± 0.03	1.86 ± 0.05	1.19 ± 0.10	1.06 ± 0.13
	Δ_{AgBr}	1.93 ± 0.02	1.59 ± 0.02	1.08 ± 0.07	1.07 ± 0.03
$\sigma(\eta)$	Δ_{CNO}	0.92 ± 0.03	0.91 ± 0.04	1.35 ± 0.09	1.16 ± 0.12
	Δ_{AgBr}	0.88 ± 0.02	0.84 ± 0.02	1.17 ± 0.09	1.09 ± 0.03

по квазибыстроте в событиях, с вылетом и без вылета α -частицы назад от дополнительного условия, допускающего или запрещающего появление g -частицы в ЗП. Видно следующее:

Испускание g -частиц в ЗП в событиях с $n_s^B = 0$ приводит к сдвигу η -распределений в сторону больших значений, который не сопровождается изменением ширины этих распределений.

В событиях с испусканием α -частиц назад совместное наличие или отсутствие g -частиц в задней полусфере влияет на форму η -распределений существенно меньше, чем в событиях с $n_s^B = 0$ и в то же время мало зависит от массы ядра-мишени.

Глава IV. ХАРАКТЕРИСТИКИ ЦЕНТРАЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ЯДЕР
ГЕЛИЯ И УГЛЕРОДА С ЯДРАМИ БРОМА, СЕРЕБРА И
СВИНЦА

IV. I. Центральные соударения ядер ${}^4\text{He}$ и ${}^{12}\text{C}$ с
ядрами (Ag, Br)

IV. I. I. Критерии отбора центральных взаимодействий

В экспериментах, где детектируются только заряженные частицы, иногда полагают^{/64/}, что если Q - суммарный заряд нуклонов-спектаторов налетающего ядра - в данном событии равен нулю, то можно с достаточной степенью уверенности говорить о соударении с большим количеством нуклонов-участников, которое по своим характеристикам не слишком отличается от чисто центрального (т.е. с параметром удара $b \leq \min(R_c, R_M)$) взаимодействия.

В предшествующей главе было показано, что в случае легчайших ядер-снарядов (p, α) события, не сопровождающиеся вылетом быстрого адрона в ЗП, имеют периферическую природу. Поэтому интересно рассмотреть вопрос о том, какой вклад дают такие события в ансамбль α А-соударений, отобранных по условию $Q=0$ и наоборот, как связан процесс фрагментации α -частицы с наличием или отсутствием быстрого адрона в ЗП^{/93/}.

Необходимые данные представлены на рис. IV. I и в табл. IV. I+2. На рисунке показано распределение по числу g -частиц для α (Ag, Br) взаимодействий с $Q=0$ в событиях с вылетом ($n_g^B > 0$) и без вылета ($n_g^B = 0$) быстрого протона в ЗП. В табличках приведены значения условных вероятностей $P(n_{s,g}^B > 0 / Q=0)$ - испускания быстрого адрона "назад" в событиях с $Q=0$ и условные

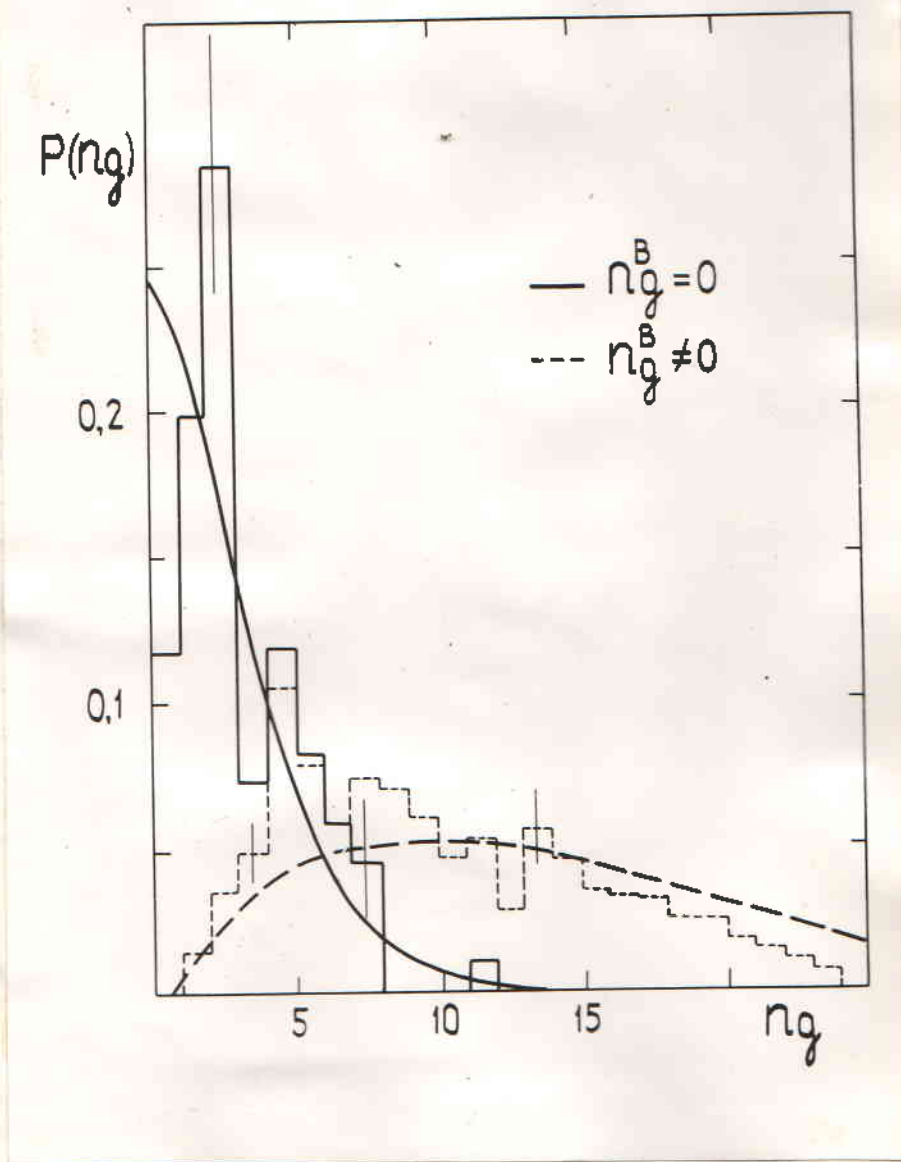


Рис. IV.1. Распределение по числу серых (g) частиц для α (Ag, Br) взаимодействий с $Q=0$. Гистограммы - эксперимент, кривые - расчет по КМ.

Таблица IV.1

Условные вероятности $P(n_{s,g}^B > 0 | Q=0)$ вылета s, g -частиц в ЗП в событиях с $Q=0$ и $P(Q=0 | n_{s,g}^B > 0)$ событий с $Q=0$ в случае вылета s или g -частицы назад

%	$P(n_s^B > 0 Q=0)$	$P(Q=0 n_s^B > 0)$	$P(n_g^B > 0 Q=0)$	$P(Q=0 n_g^B > 0)$
Δ CNO	11 ± 1	45 ± 5	24 ± 2	40 ± 9
Δ AgBr	31 ± 2	74 ± 4	76 ± 2	72 ± 3

Таблица IV.2

Средние значения суммарного заряда стриппинговых фрагментов в событиях с вылетом и без вылета s или g -частиц "назад"

$\langle Q \rangle$				
	$n_s^B = 0$	$n_s^B > 0$	$n_g^B = 0$	$n_g^B > 0$
Δ CNO	1.00 ± 0.03	0.70 ± 0.09	1.01 ± 0.03	0.81 ± 0.06
Δ AgBr	0.63 ± 0.03	0.29 ± 0.04	0.88 ± 0.04	0.35 ± 0.03

вероятности $P(Q=0 | n_{s,g}^B > 0)$ образования событий без заряженных спектаторов ядра-снаряда в соударениях - с вылетом быстрого адрона в ЗП (табл. 1). Кроме того, здесь приведены средние значения суммарного заряда Q в событиях без и с испусканием s - или g -частиц "назад" (табл. 2).

Анализируя эти данные, можно заключить следующее:

1. $\alpha(C, N, O)$ и $\alpha(Ag, Br)$ взаимодействия, отобранные по критерию $Q=0$, содержат заметную долю чисто периферических (с точки зрения ядра-мишени) соударений, для которых характерно отсутствие быстрого адрона в ЗП.

2. С другой стороны, во взаимодействиях с тяжелыми ядрами фотоэмульсии условие $n_g^B > 0$ (см. рис. IV.1) или $n_s^B > 0$ (не проиллюстрировано) является неплохим "триггером" центральных с точки зрения ядра-снаряда и(или) ядра-мишени соударений. Для взаимодействий с легкими ядрами (C, N, O) это условие само по себе более эффективно отбирает события их полного развала, чем критерий $Q = 0$. Об этом свидетельствует и сам факт, что $\langle N_H \rangle$ в этих событиях равны $4,0 \pm 0,1$ и $3,1 \pm 0,1$, соответственно.

3. Отбор центральных $\alpha(Ag, Br)$ соударений можно существенно улучшить, требуя наряду с критерием $Q=0$ выполнение условий $n_s^B > 0$ и(или) $n_g^B > 0$. При этом выбор последнего условия диктуется практически только объемом статистики, которой располагает данный эксперимент.

Вышеприведенные факты указывают на то, что и в общем случае взаимодействия легкого ядра-снаряда с тяжелой мишенью условия $Q=0$ и $n_g^B > 0$ (или $n_s^B > 0$) являются весьма эффективными для выделения центральных (по отношению к ядру-снаряду) соударений. Следует отметить, что такого же эффекта можно достичь, увеличивая толщину ядерного вещества, лежащего на пути снаряда (например, отбором событий со все большими и большими множественностями частиц от разрушения ядра мишени) до тех пор, пока условие $Q=0$ не станет выполняться автоматически. Этот, существенно менее экономичный способ (по отношению к исходной статистике событий) по-видимому более предпочтителен для самых тя-

жельх ядер - мишеней. Так, для $^{12}\text{C}+\text{Pb}$ взаимодействий, которые будут обсуждаться ниже, центральными являются события с $N_h \geq 50$.

На основе вышеприведенного материала можно предложить достаточно простой, но тем не менее не требующий существенно большей потери исходной статистики, способ выделения центральных (как по отношению к ядру-снаряду, так и ядру-мишени) соударений легких ядер с тяжелыми. Он заключается в том, что наряду с необходимым критерием $Q=0$, накладывается такое условие на минимальную множественность g -частиц в событии (которая является статистической мерой количества провзаимодействовавших нуклонов ядра-мишени - см. П.3.1), которое автоматически приводило бы к наличию g -частицы в ЗП.

Практическое решение этой задачи, проведенное нами в работе /94/ на примере $\alpha(\text{Ag}, \text{Br})$ и $^{12}\text{C}(\text{Ag}, \text{Br})$ соударений с $Q=0$ привело нас к выбору критического значения $n_g > 10$ и $n_g > 7$ для налетающих ядер ^4He и ^{12}C соответственно. Интересно, что соответствующие этим группам событий доли от полного числа неупругих $\alpha(\text{Ag}, \text{Br})$ и $^{12}\text{C}(\text{Ag}, \text{Br})$ взаимодействий оказались равными друг другу: $(19 \pm 2)\%$. Это, на наш взгляд, может служить дополнительным подтверждением правильности выбранных нами критериев отбора центральных соударений.

IV.1.2. Характеристики центральных соударений

А) Множественности

В табл. IV.3 приведены средние значения и среднеквадратические отклонения распределений по множественности α -, g - и β -частиц. Распределение по числу g -частиц испущенных в ЗП и

Таблица IV.3

Средние значения и среднеквадратические отклонения распределений по множественностям вторичных частиц. Расчеты по КИМ относятся к случаю налетающего ядра гелия

Характеристика	^4He		^{12}C
	Эксперимент	КИМ	Эксперимент
$\langle n_s \rangle$	$6,9 \pm 0,2$	6,9	$19,3 \pm 0,5$
D_s	$2,5 \pm 0,2$	2,3	$5,4 \pm 0,5$
$\langle n_g \rangle$	$15,7 \pm 0,4$	18,0	$19,8 \pm 0,7$
D_g	$4,2 \pm 0,4$	5,4	$7,2 \pm 0,7$
$\langle n_h \rangle$	$12,2 \pm 0,4$	13,0	$11,7 \pm 0,3$
D_h	$4,1 \pm 0,4$	5,8	$3,3 \pm 0,3$
$\langle N_h \rangle$	$27,9 \pm 0,6$	31,0	$31,5 \pm 0,7$
D	$5,9 \pm 0,6$	7,9	$7,9 \pm 0,7$
Число событий	117	1305	132

корреляция $\langle n_g^B \rangle = f(N_h)$ показаны на рис. IV.2 и 3. Зависимость $\langle n_g \rangle$ от n_g представлена на рис. IV.4.

Анализ экспериментальных данных по множественностям частиц в центральных α (Ag, Br) и ^{12}C (Ag, Br) соударениях позволяет сделать следующие выводы:

I. Среднее число α -частиц в таких событиях пропорционально атомному числу ядра-снаряда, или, что то же самое в данном случае, числу ν_c неупруго рассеянных нуклонов налетающего ядра. Отметим, что в силу симметричности использованных ядер-снарядов относительно числа нейтронов и протонов можно ожидать, что вклад последних в среднюю множественность α -частиц будет

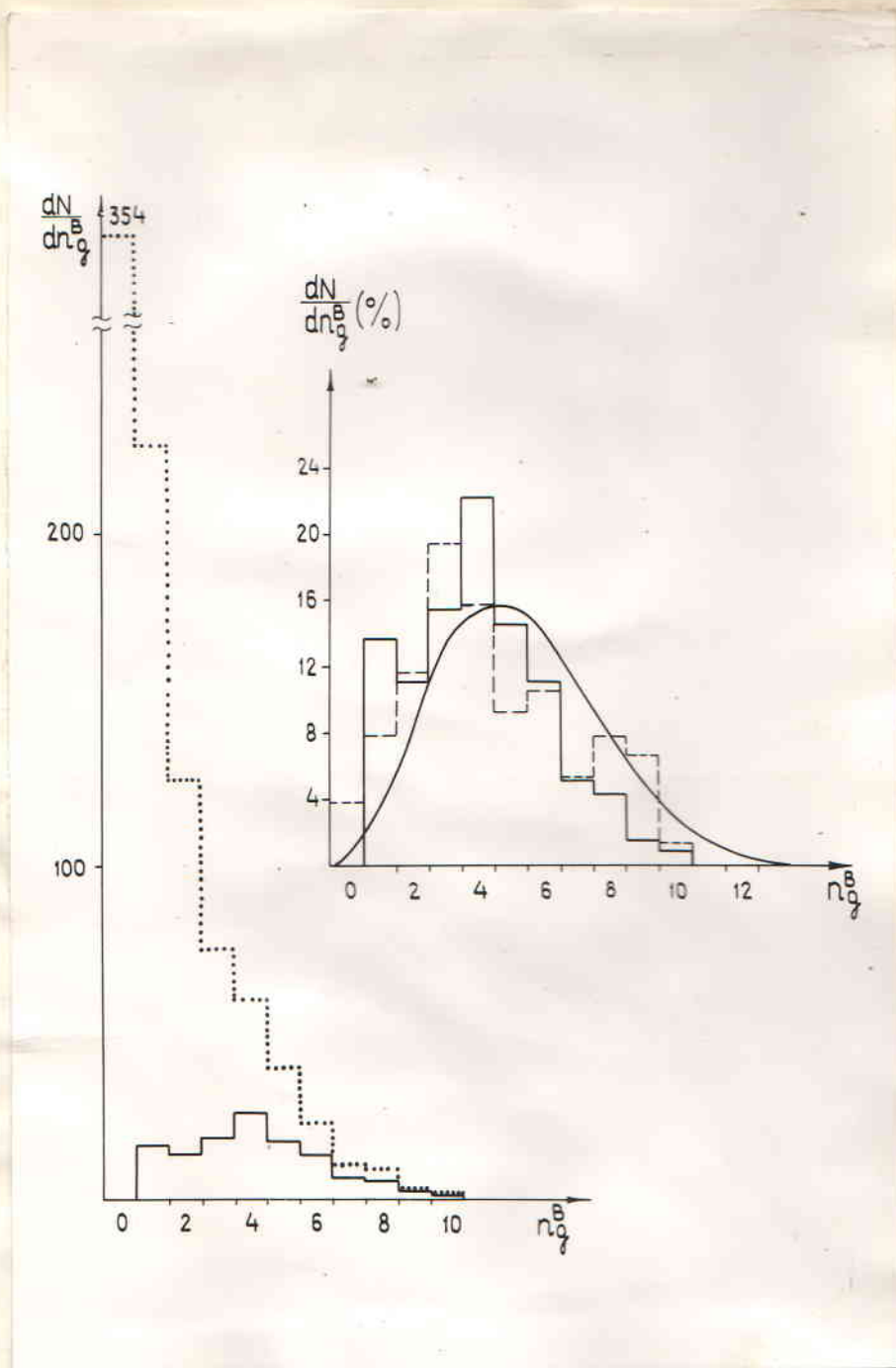


Рис. IV.2. Распределения по числу α -частиц, вылетающих в ЗП: точечная гистограмма - все ${}^4\text{He}(\text{Ag}, \text{Br})$ взаимодействия, полная - центральные ${}^4\text{He}(\text{Ag}, \text{Br})$ взаимодействия, штриховая - центральные ${}^{12}\text{C}(\text{Ag}, \text{Br})$ соударения. Кривая - расчет по КММ для центральных ${}^4\text{He} - (\text{Ag}, \text{Br})$ взаимодействий.

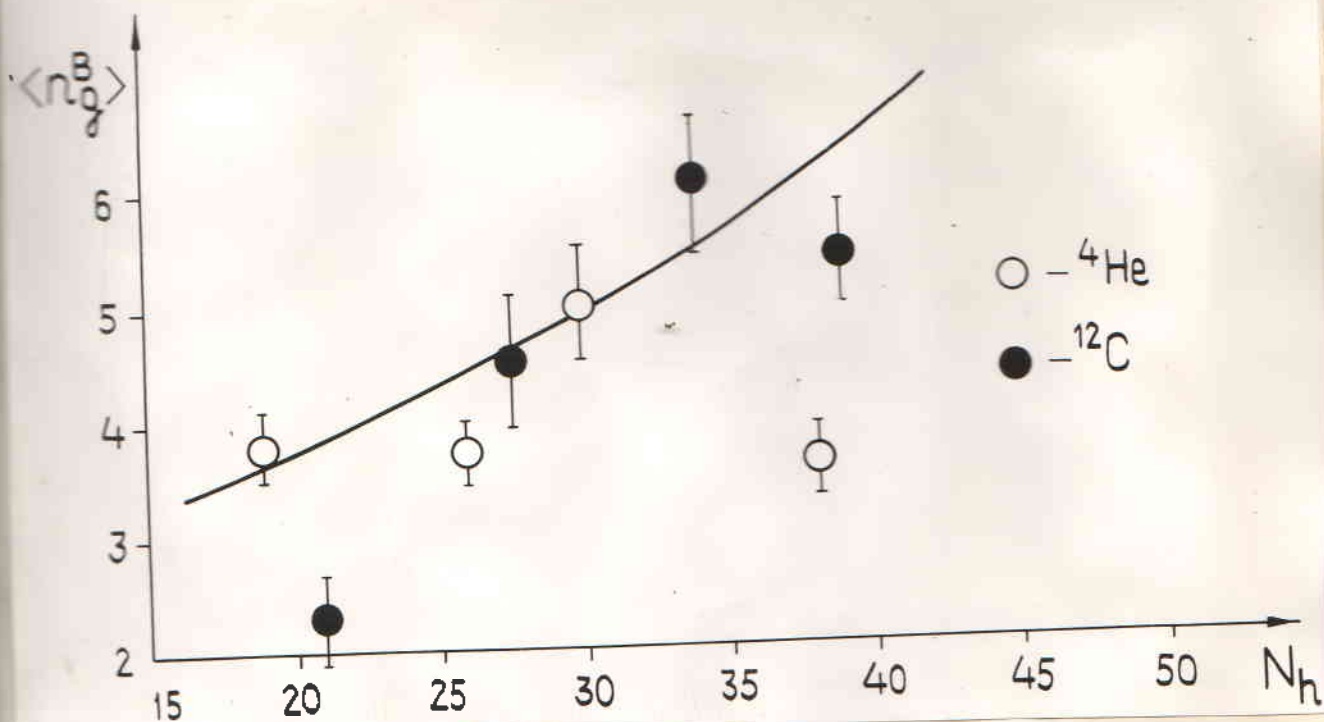


Рис. IV.3. $\langle n_g^B \rangle$ в зависимости от N_n для центральных столкновений, кривая - расчет по КИМ.

близкими к 2 и 6 для налетающих ядер ^4He и ^{12}C , соответственно. Оценка среднего числа релятивистских протонов отдачи, основанная на экстраполяции данных работы [2] в область $T > 400$ МэВ позволила нам оценить вклад протонов в $\langle n_g \rangle$ и тем самым получить следующие средние множественности заряженных π -мезонов:

$$\langle n_{\pi^\pm} \rangle_{^4\text{He}} = 3.0^{+0.5} \text{ и } \langle n_{\pi^\pm} \rangle_{^{12}\text{C}} = 10^{+1}$$

что соответствует 40% и 50% от всех v -частиц. Видно, что и для пионов выполняется приблизительно пропорциональность по отношению к ν_c .

2. Распределения по числу g -частиц, испущенных "назад" (см. рис. IV.2), описываются в отличие от "средних" соударений не геометрическим (см. рис. III.6), а скорее близким к пуассоновскому законам распределения. Средние и дисперсии этих распреде-

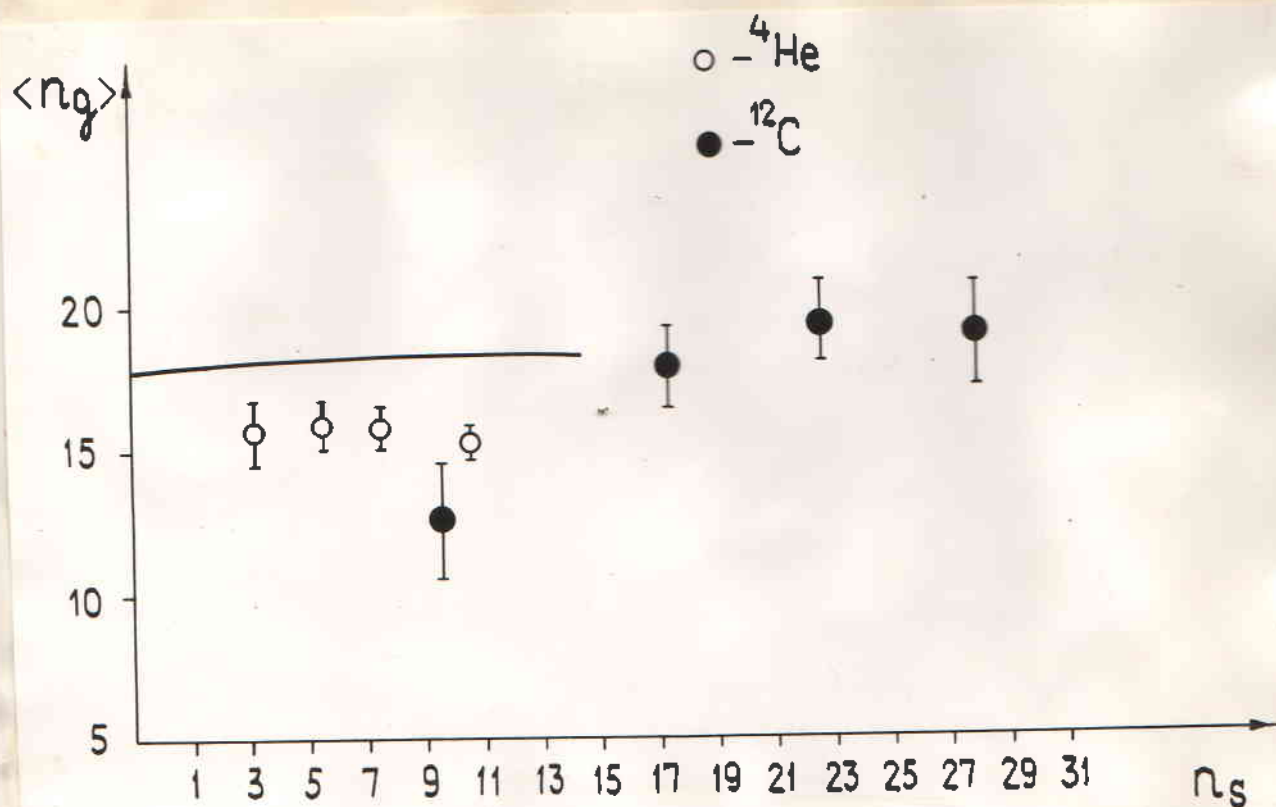


Рис. IV.4. $\langle n_g \rangle$ как функция n_s для центральных соударений ядер гелия и углерода с ядрами серебра и брома. Кривая - расчет по КИМ

лений в случае центральных взаимодействий с ядрами брома и серебра равны $\langle n_g^B \rangle_\alpha = 4,0 \pm 0,2$; $D_\alpha^B = 4,3 \pm 0,3$ и

$\langle n_g^B \rangle_{12\text{C}} = 4,6 \pm 0,3$ и $D_{12\text{C}}^B = 6,2 \pm 0,6$. Это наряду с тем, что для таких взаимодействий практически отсутствуют корреляции между числами s -частиц и g -частиц в событии (как следует из данных по регрессиям $\langle n_g \rangle = f(n_s)$ приведенным на рис. IV.4 и непроиллюстрированной обратной зависимости

$\langle n_s \rangle = f(n_g)$ имеющей такой же характер, означает, что отобранные нами ансамбли центральных $\alpha(\text{Ag, Br})$ и ${}^{12}\text{C}(\text{Ag, Br})$ соударений можно считать в достаточной степени однородными по своим характеристикам.

Б. Угловые характеристики

В табл. IV.4 представлены основные характеристики угловых распределений: коэффициент асимметрии для g -частиц, средний угол испускания для b -частиц и среднее значение, и средне-квадратическое отклонение распределения по квазибыстроте для s -частиц. Для случая $\alpha(Ag, Br)$ взаимодействий в этой таблице наряду с характеристиками центральных приведены для сравнения и характеристики "средних" соударений.

Видно, что за исключением s -частиц уменьшение параметра столкновения никак не сказывается на приведенных угловых характеристиках. Для релятивистских частиц увеличение степени разрушения ядра-мишени приводит к сдвигу η -распределений в сторону малых значений, сопровождающемуся одновременно и (более слабым) уменьшением его дисперсии.

Таблица IV.4

Характеристика	$^4\text{He-Ag, Br}$	$^{12}\text{C-Ag, Br}$	$^4\text{He (Ag, Br)}$
$(F/V)_g$	$2,9 \pm 0,2$	$3,2 \pm 0,2$	$2,9 \pm 0,1$
$\langle \theta_b \rangle$	$85,0 \pm 1,0$	$85,6 \pm 2,6$	$85,8 \pm 0,5$
$\langle \eta_s \rangle$	$1,17 \pm 0,03$	$1,43 \pm 0,02$	$1,46 \pm 0,02$
σ_s	$0,89 \pm 0,03$	$0,96 \pm 0,02$	$0,97 \pm 0,02$

С другой стороны, с увеличением числа провзаимодействовавших нуклонов ядра-снаряда ν_c наблюдается ужесточение квазибыстротных спектров и, возможно, степени кодмации g -частиц. Как следует из данных рис. IV.5, где приводится отношение инклюзивных распределений по углам испускания g -частиц

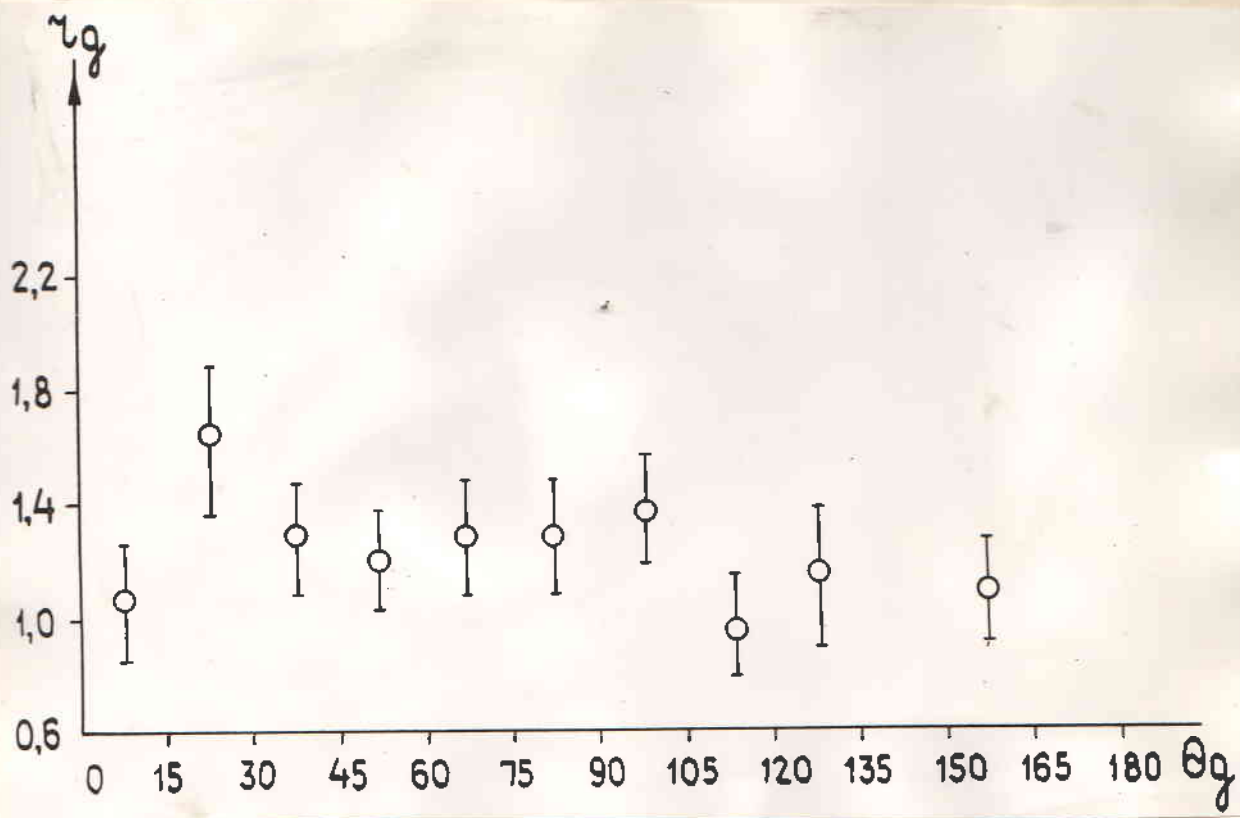


Рис. IV.5. Отношение инклюзивных спектров r_g как функция угла вылета g -частиц θ_g .

$$r_g = \frac{\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\theta_g} (^{12}\text{C}+\text{AgBr})}{\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\theta_g} (^4\text{He}+\text{AgBr})}$$

Это ужесточение спектров g -частиц с ростом ν_c происходит приблизительно одинаково во всей передней полусфере. В ЗП зависимость от налетающего ядра теряется.

Увеличение коллимации α -частиц с ростом ν_c иллюстрируется на рис. IV.6, где показаны отношения инклюзивных распределений по квазибыстроте

$$R(\eta) = \frac{\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\eta} (^{12}\text{C}+\text{AgBr})}{\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\eta} (^4\text{He}+\text{AgBr})}$$

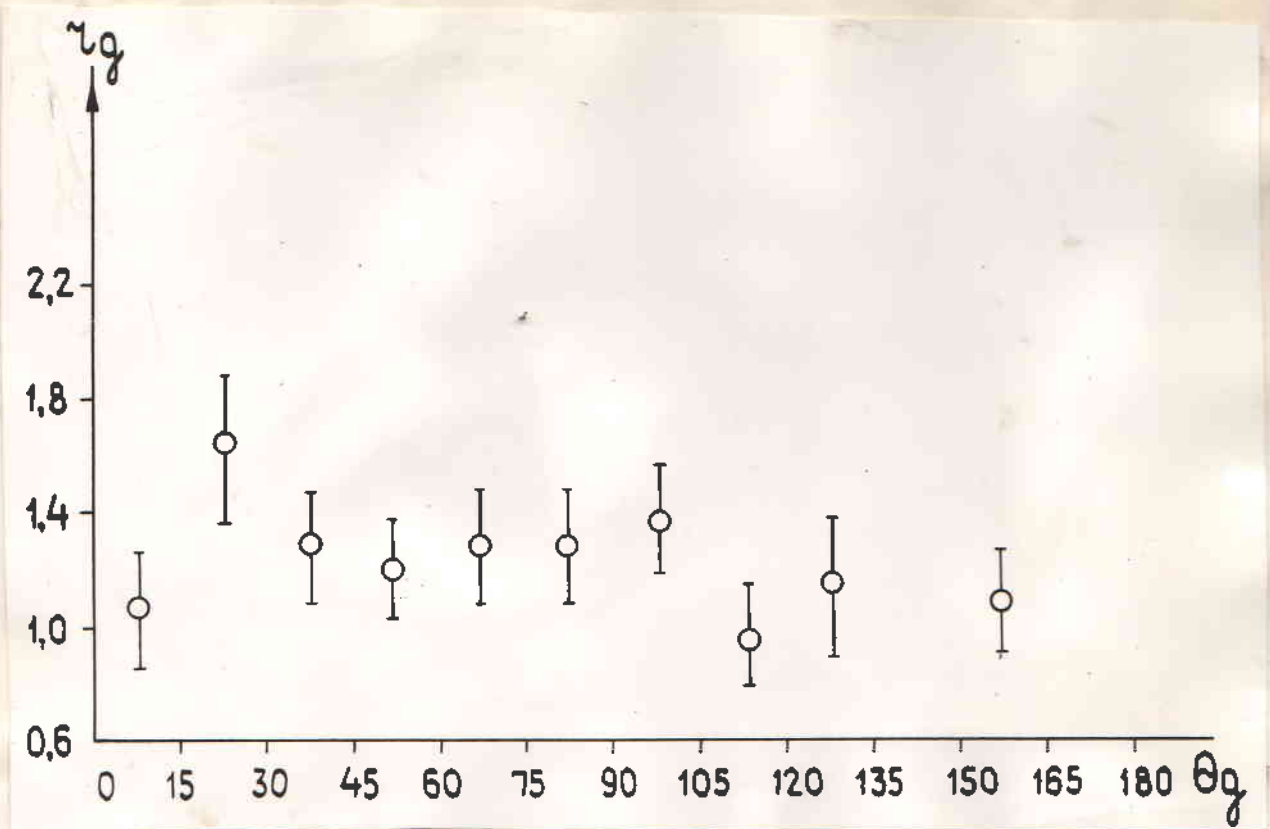


Рис. IV.5. Отношение инклюзивных спектров r_g как функция угла вылета g -частиц θ_g .

$$r_g = \frac{\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\theta_g} (^{12}\text{C} + \text{AgBr})}{\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\theta_g} (^4\text{He} + \text{AgBr})}$$

Это ужесточение спектров g -частиц с ростом ν_c происходит приблизительно одинаково во всей передней полусфере. В ЗП зависимость от налетающего ядра теряется.

Увеличение коллимации α -частиц с ростом ν_c иллюстрируется на рис. IV.6, где показаны отношения инклюзивных распределений по квазибыстроте

$$R(\eta) = \frac{\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\eta} (^{12}\text{C} + \text{AgBr})}{\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\eta} (^4\text{He} + \text{AgBr})}$$

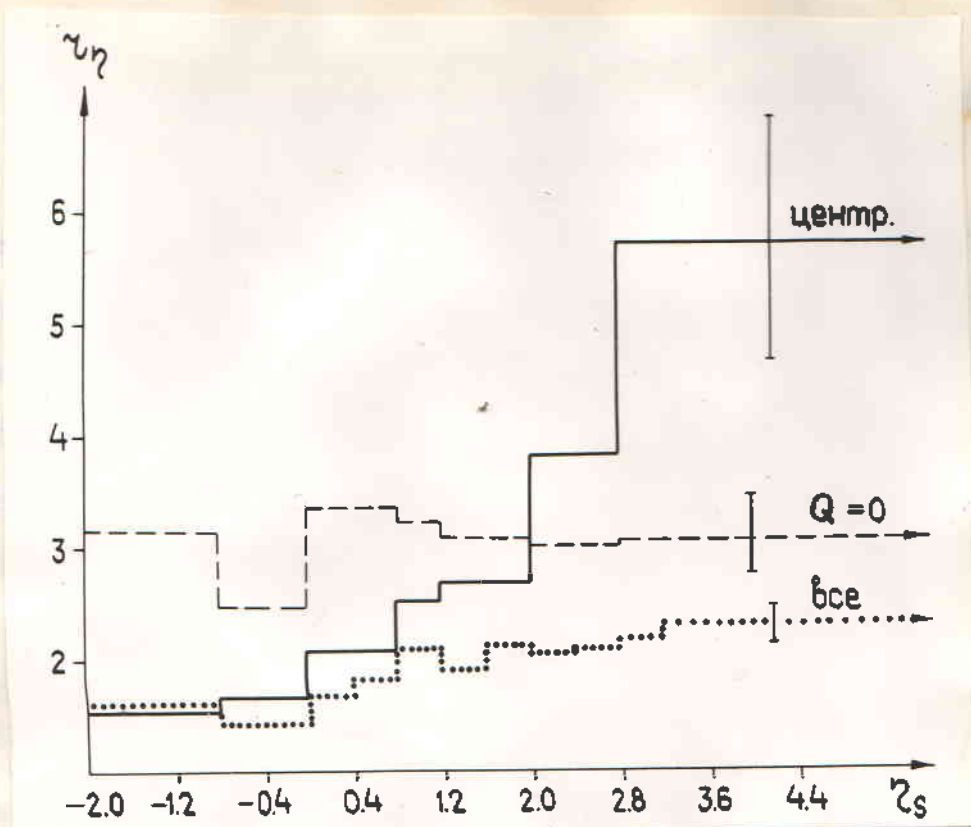


Рис. IV.6. Отношение инклюзивных спектров r_η в зависимости от квазибыстроты η_s частиц η_s

для изучаемых здесь центральных соударений, а также для всех неупругих и для взаимодействий с $Q=0$. Видно, что в отличие от событий, отобранных только по критерию нулевого суммарного заряда фрагментов-спектаторов, для которых во всем угловом диапазоне выполняется приближительное равенство $R(\eta) \approx 3$, в центральных соударениях наблюдается рост от значения $R(\eta < 0) \approx 1,5$ до $R(\eta > 2,8) \approx 5,7$. Причиной такого быстрого роста $R(\eta)$ является, по-видимому, обогащение угловых спектров η -частиц провзаимодействовавшими протонами налетающего ядра (более подробно этот вопрос обсуждается в нашей работе/94/).

IV.2. Обсуждение результатов исследования непериферических
ядро-ядерных соударений

На основе результата предыдущего раздела IV.1, заключающегося в том, что центральные АА-соударения являются для случая легких ядер-снарядов подклассом взаимодействий с испусканием быстрого адрона назад, можно провести единообразное обсуждение полученных в главе III. экспериментальных результатов сравнительного анализа периферических (т.е. без вылета быстрых частиц в ЗП) и непериферических ($n_{s,g}^B > 0$) взаимодействий и данных раздела IV.1 по центральным АА-соударениям.

IV.2.1. Сравнение с каскадно-испарительной моделью

Наклон структурной функции g -протонов из pE_m взаимодействий, проинтегрированной по угловым переменным в области

$$\Omega_s = \{ \theta, \psi : -1,0 \leq \cos \theta < -0,2; \psi \in (0, 2\pi) \}$$

$$\Phi(p) = \int_{\Omega_s} f(\vec{p}) d\Omega, \quad f(\vec{p}) = \frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{dp d\Omega}$$

и параметризованной в виде $\Phi(p) = C \cdot e^{-Bp^2}$, $B_{КИМ} = 12,5 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$ отличается менее, чем на 1% от экспериментального значения, приведенного в III.2.1. Угловые спектры g -частиц в ЗП (рис. III.2) воспроизводятся для случая налетающих протонов расчетами по КИМ хорошо. Наблюдаемая на опыте приближенная независимость средней кинетической энергии g -протонов от угла испускания в задней полусфере (там же, рис. III.1) воспроизводится КИМ очень хорошо. Следует подчеркнуть, что такое поведение (и также практическая независимость средней энергии g -протонов, летящих

назад от массы ядра-снаряда A_c и степени расщепления ядра-мишени^{/2,79/} было в КИМ получено только после введения в нее процесса поглощения π -мезонов нуклонными парами. Анализ, выполненный в работе^{/80/}, показал, что учет этого процесса, который в силу закона сохранения энергии-импульса приводит к появлению нового источника каскадных нуклонов, более оправдан, чем использованное ранее приближение полной диссипации энергии и импульса медленного мезона внутри ядра.

Таким образом, КИМ располагает только двумя (взаимно конкурирующими и кооперирующими) механизмами испускания быстрых адронов в ЗП: механизмом перерасеяний^{/67,81/} на нуклонах ядра-мишени^{/81/} и образованием каскадных нуклонов в результате поглощения π -мезона квазидейтронной парой. Подчеркнем, что для КИМ они и являются единственно возможными, так как в ней не учитываются ни малонуклонные корреляции^{/52/}, ни эффекты среднего поля^{/52,65/} (за исключением "стандартного" ферми-движения), не говоря уже о других, более сложных механизмах, затрагивающих саму кварковую структуру нуклонов^{/65,66/}. Нужно отметить, что и сам процесс поглощения мезона нуклонной парой может в определенных условиях стать чувствительным к квазидейтронной (т.е. кварковой) структуре нуклонов^{/82/}. Так, например, поглощение мезона с $T_\pi = 180$ МэВ может произойти только тогда, когда межнуклонные расстояния $\leq 0,4$ фм, что заметно меньше размеров самих нуклонов, (1 фм). Это означает, что поглощение пионов парой нуклонов может в реально наблюдаемых взаимодействиях давать вклад отождествляемый с вкладом короткодействующих корреляций^{/63/}. В табл. III.1 и табл. III.2 проведено на примере $\alpha(C, N, O)$ и $\alpha(Ag, Br)$ взаимодействий, сравнение экспери-

ментальных и расчетных значений вероятностей вылета s и g -частиц в ЗП и основные характеристики распределений по множественностям этих частиц в передней и задней полусферах. Видно, что КММ в случае соударений с легкими ядрами заметно переоценивает не только роль процессов разрушения ядра-мишени и мезообразования, но и существенно (\sim на 100%) завышает вероятности испускания адронов в ЗП. Это приводит к тому, что угловые спектры s - и g -частиц в таких событиях (см. III.3.2 табл. III.5) менее анизотропны, чем в эксперименте. Интересно, что во взаимодействиях с более тяжелыми ядрами брома и серебра, где должен существенно проявляться механизм перерасеяний, расхождение с КММ заметно меньше.

Данные по распределениям множественности g -частиц в ЗП рис. III.6 и по множественности g -частиц в событиях с $Q=0$ и с вылетом g -частиц "назад" (рис. IV.1) показывают, что и в этом случае модель завышает флуктуации в количестве взаимодействовавших нуклонов, что приводит к заметному увеличению дисперсий этих распределений.

Подчеркнем, что разная степень рассогласованности с КММ для легких и тяжелых ядер приводит к количественному, но не к качественному, расхождению с моделью по столь важным дифференциальным характеристикам, какими являются отношения $R_1(\eta)$ инклюзивных распределений по квазибыстроте во взаимодействиях на ядрах (Ag, Br) и (C, N, O) сопровождающихся вылетом s - или g -частицы "назад" (рис. III.9в,б), причем это расхождение наблюдается только в передней полусфере. Более существенным кажется нам занижение (на $\sim 50\%$) отношения $R_1(\eta)$ в (периферических) событиях без вылета g -частиц в ЗП (там же, рис. 9а).

То, что в КИМ во всем угловом диапазоне $R_1(\eta) \approx 1.0$ возможно означает, что в модели любое размножение α -частиц за счет увеличения толщины ядерного вещества (т.е. A_M) обязательно сопровождается вылетом g -частицы "назад".

Чтобы выявить, который из двух основных механизмов, приводящих в КИМ к образованию g -частиц, является более существенным для наблюдаемого расхождения с экспериментом, целесообразно изучать такой класс взаимодействий, где вклад процессов перерассеяний относительно подавлен. Для этого можно либо вернуться к изучению соударений с легкими ядрами, либо перейти в кинематическую область, где роль перерассеяний мала.

Так, в работе^{/81/} утверждается, что максимальный импульс, который может приобрести нуклон путем N -кратных упругих перерассеяний внутри ядра, равен

$$k^{\max} = N \cdot \frac{2m}{\Theta} \left(1 + \frac{p_f}{m} \Theta \right)$$

Здесь Θ - угол испускания, $p_f/m = 0,27$ есть ферми импульс в единицах нуклонной массы. Например, для того, чтобы g -протон ($k^{\max}/m \geq 0,23$) вылетел под углом $\Theta \geq \frac{5}{6}\pi$, он должен испытать $N \geq 3$ упругих перерассеяний.

В табл. IV.5 проведено сравнение с КИМ экспериментальных данных по вероятностям $P(n_g^{150} > 0)$ и множественностям частиц событий, сопровождающихся испусканием g -частиц с $\Theta_g \geq \frac{5}{6}\pi$ для взаимодействий протонов и ядер гелия и углерода с ядрами фотоэмульсии. Видно, что КИМ завышает (\sim на 50%) вероятности появления этих событий и с ростом A_c происходит заметная переоценка средних множественностей α - и n -частиц. Это, по-видимому, является серьезным указанием на переоценку данным

Таблица IV.5

Средние множественности частиц в событиях с вылетом g -частиц под углом $\theta > 150^\circ$. Расчеты по КИМ приведены в скобках

	p_{Em}	α_{Em}	$^{12}_{CEm}$
$P(n_g^{150} > 0)\%$	$6,0 \pm 1,0$ (8)	$8, \pm 1,$ (13)	$10, \pm 1,$ (16)
$\langle N_h \rangle$	$13,1 \pm 0,5$ (11,4)	$21,1 \pm 1,1$ (24,5)	$23,7 \pm 1,2$ (28,4)
$\langle n_s \rangle$	$1,5 \pm 0,1$ (1,7)	$5,6 \pm 0,4$ (6,1)	$13,7 \pm 0,8$ (15,5)
$\langle n_g \rangle$	-	$11,5 \pm 0,7$ (13,8)	-
$\langle n_b \rangle$	-	$9,5 \pm 0,5$ (10,7)	-

вариантом КИМ вероятности поглощения π -мезонов внутри ядра (см. /72/).

Отметим, что взаимосвязь процессов перерасеяния и поглощения рожденных частиц представляет для КИМ довольно деликатный вопрос. Дело в том, что увеличение множественности этих частиц за счет перерасеяний или неучтения рождения изобар в модели можно, хотя бы частично, компенсировать увеличением вероятности их поглощения внутри ядра. Но это, как было уже показано, приведет не только к резкому повышению выхода g -частиц в "средних" (и тем более в периферических или центральных) соударениях, но и к продолжающейся вплоть до предельных расщеплений тяжелых ядер положительной корреляции $\langle n_g^B \rangle = f(N_h)$ без выхода на плато (рис. IV.3).

С другой стороны, серьезным указанием на переоценку модели (конкурирующего) процесса перерасеяния α -частиц могут служить данные по отношениям $R(\eta)$ и $r(\cos \theta_g)$ для $\alpha(Ag, Br)$ соударений с вылетом и без вылета g - и α -частиц "назад" (рис. III.8 и рис. III.10). Здесь особого внимания заслуживают завышенное по сравнению с опытом и постоянное во всем диапазоне углов g -частиц значение отношения r и монотонный (т.е. непрекращающийся даже в ЗП) быстрый рост отношения R .

В заключение в качестве иллюстрации эффекта поглощения рожденных частиц большим ядром-мишенью, обсудим некоторые данные из центральных взаимодействий ядер углерода с ядрами свинца. Инклюзивные угловые спектры α - и g -частиц приведены на рис. IV.7 и 8. В расчетах по КИМ (гистограммы) выделены также вклады заряженных пионов и протонов и показаны здесь в виде соответствующих гладких кривых.

В распределении по квазибыстроте обращает на себя внимание заметное повышение выхода α -частиц под малыми углами. Оно является результатом вышеобсуждавшегося завышения разветвленности каскадного процесса приводящего к относительно большим разрушениям мишени и в тех случаях, когда еще не все нуклоны от налетающего ядра смогли провзаимодействовать, а также к значительной переоценке (на 100%) самой вероятности образования изучаемых событий. Как мы уже говорили (см. IV.1.1) в экспериментальном материале события с протонами-спектаторами практически исключены наложением использованного критерия отбора, т.е.

$N_h \geq 50$. Можно подумать, что прямое добавление к условию $N_h \geq 50$ условия $q=0$, которое в отличие от эксперимента в

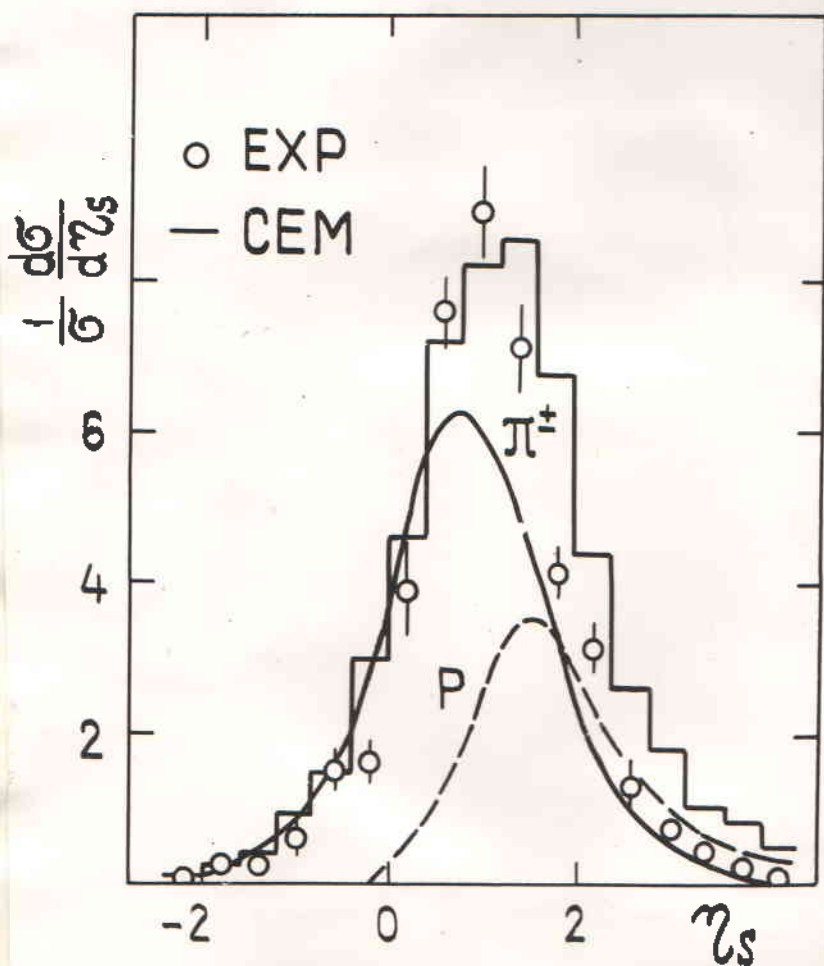


Рис. IV.7. Инклюдивное распределение по квазибыстроте в центральных соударениях ядер углерода с ядрами свинца. Кружки - эксперимент, гистограмма - КИМ

модельных расчетах не является следствием первого условия, может улучшить степень взаимного соответствия между параметрами удара в моделированном ансамбле центральных ^{12}C Pb-соударений и прицельными параметрами, приводящими к образованию

реально наблюдаемых событий. Это оказывается верным, по крайней мере, для вероятности центральных взаимодействий, которая в КИМ после наложения дополнительного условия $Q=0$ опускается с 29% на 15%. Эксперимент дает $(16 \pm 2)\%$ от полного неупругого сечения взаимодействия ядер углерода с ядрами свинца.

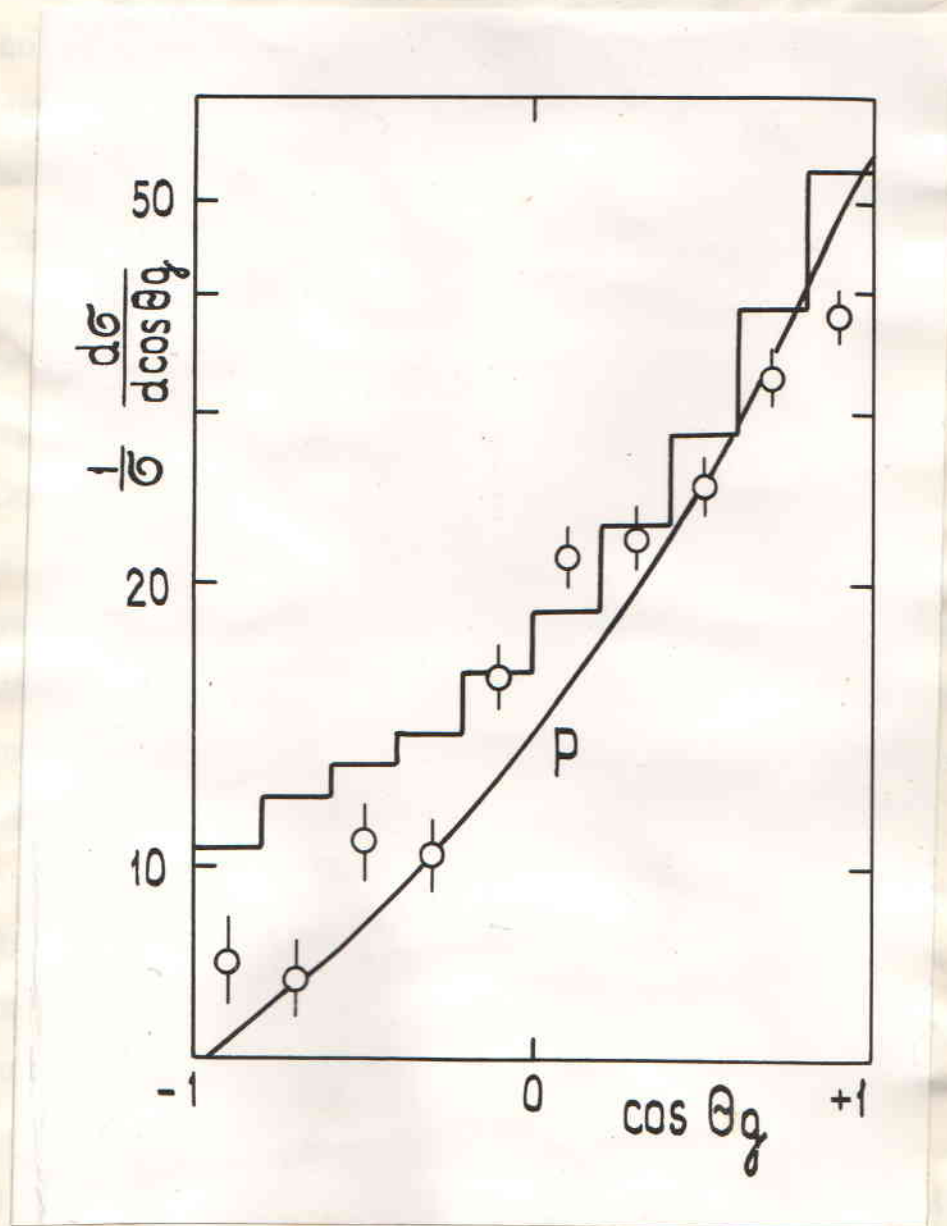


Рис. IV.8. Распределение по $\cos \theta_g$ в центральных соударениях ядер углерода с ядрами свинца. Кружки - эксперимент, гистограмма - КИМ.

Инклюзивное распределение релятивистских частиц по квазибыстроте в области $\eta \lesssim 0$ (т.е. в ЗП) вышеотмеченный неоднозначностью в выборе параметра столкновения никак не страдает. Вклад релятивистских протонов в эту область углов пренебрежимо мал и сами π^+ -пионы уже, по-видимому, оказываются в ЗП достаточно низкоэнергетичными, для того, чтобы механизм их поглощения смог эффективно действовать. Интересно отметить, что хорошее согласие экспериментальных данных с КИМ по выходу релятивистских частиц в ЗП отнюдь не является здесь случайным. Так, в нашей работе^{/89/} было на примере взаимодействий протонов с ядрами фотоэмульсии продемонстрировано столь же хорошее воспроизведение расчетами по КИМ квазибыстрых распределений в ЗП, как в "средних" ($N_h \geq 0$) так и в "периферических" ($N_h \leq 6$) и "центральных" ($N_h > 15$) ра-соударениях.

Совсем по-другому обстоит, однако, дело в случае медленных (т.е. "серых") пионов. Для таких π -мезонов в рамках КИМ пока не существует механизм, который смог бы аналогично механизму поглощения на квазидейтроне запретить их появление в конечном состоянии. Описание прохождения медленных пионов сквозь ядро представляет большие теоретические трудности^{/30,72/}. Последнее обстоятельство, возможно, находит свое отражение в несогласии рассчитанного по КИМ инклюзивного спектра g -частиц (рис. IV.8) с экспериментальным угловым распределением. Так, если из теоретического распределения вычесть (почти равномерный - т.е. максвелловский) спектр g -пионов, то получившийся в результате этого протонный спектр уже сам по себе более удовлетворительно опишет экспериментальные данные, чем исходное распределение g -частиц, полученное в КИМ. Следует отметить, что за исключением

последнего случая (т.е. центральных $^{12}\text{Cp} - \text{соударений}$) мы нигде в расчетах по КИМ вклад медленных пионов в группу ξ - частиц специально не выделяли. Полученный здесь результат, однако, указывает, что ответственность g -пионов за переоценку моделей степени разрушения ядра-мишени будет и в случае центральных соударений с более легкими ядрами серебра и брома (рассмотренном в IV.1), вероятно, не мала.

Можно заключить, что совместное (хорошее) описание характеристик рожденных и каскадных частиц является в рамках КИМ проблемой далекой пока от своего завершения. Влияние малонуклонных корреляций и(или) кварковых степеней свободы в ядре на полученные в настоящей работе результаты, однако, на основе вышеприведенного сравнения с расчетами по КИМ трудно оценить. Возможно, что эти эффекты и весьма сильны, но расчетами по КИМ они маскируются. Здесь имеется в виду как ранее отмеченная "эквивалентность" вкладов от малонуклонных корреляций и от поглощения на квазидейтроне, так и необходимость в рамках КИМ учета уменьшения ядерной плотности в процессе развития каскадной лавины^{/13, 14/}.

IV.2.2. Механизм коллективных взаимодействий

Наблюдаемое расхождение экспериментальных данных по периферическим AA-соударениям с расчетами по КИМ является серьезным указанием на отсутствие в модели некоторых дополнительных механизмов, вклад которых мог бы скомпенсировать завышенную роль процессов перерасеяния и(или) поглощения рожденных частиц. Вполне закономерными поэтому являются вопросы о том, какова природа этих механизмов и какую роль здесь играют коллективные эффекты.

Как уже говорилось в разделе II.1, условие, требующее чтобы пробег частицы в ядре был существенно меньшим размеров самого ядра, заметно ограничивает применимость коллективных подходов к описанию динамики АА-соударений. Так, в модели Файербола^{/33/} предполагается установление глобального термодинамического равновесия между всеми нуклонами - участниками. В модели Файерстрика^{/22/} это предположение ослабевает и требуется равновесие на более низком иерархическом уровне трубок ядерного вещества, содержащих относительно небольшие количества нуклонов. И, наконец, в гидродинамическом подходе^{/24/} необходимым является только установление локального равновесия.

С другой стороны, в модели внутриядерных каскадов^{/18,30/} предположение о равновесии полностью отсутствует и сам каскадный процесс способствует только относительно медленному уравниванию продольных компонент импульсов сталкивающихся нуклонов. При этом, достигнутая в любой момент протекания каскадного процесса близость конкретного состояния, образованного в какой-нибудь кинематической области состоянию (хотя бы локального) равновесия растет как с увеличением размеров сталкивающихся ядер, так и по мере того, как с образованием на более поздней стадии больших плотностей и температур сокращается пробег частиц внутри ядра^{/14,17,83/}.

Используя именно это последнее обстоятельство в работе^{/25/} была предложена двухкомпонентная модель АА-соударений, предполагающая постепенный переход от начального каскадного режима к гидродинамическому течению ядерного вещества на более поздней этапе соударения тяжелых ядер.

Хорошо известно, что модели гидродинамического типа испытывают определенные трудности при описании процессов множественного рождения и поэтому их с большим энтузиазмом применяют в районе $T \lesssim 800$ МэВ/нуклон^{/14-16, 24, 25, 27/}, чем в районе более высоких энергий (скажем, энергии наступления предельной фрагментации ядер)^{/28, 84/}. Тем не менее, возможно, что и в применении к множественному рождению при помощи эффекта гидродинамического течения можно добиться определенных положительных результатов. Например, в работе^{/28/} показано, что только существенная передача внутренней энергии на гидродинамический разлет способна предотвратить катастрофически большое образование частиц, получавшееся в результате начальных условий соударения соответствующим моделям фэйрбола или фэйрстрика.

Возвращаясь к более реалистичному примеру - обычной КИМ^{/18, 30/}, где, как уже отмечалось в П. I, разветвленность каскадного дерева не тормозится с самого начала введением в нее процесса образования резонансов, а только ценой ненужной термализации ядерного вещества вследствие поглощения π -мезонов, отметим следующее. Поскольку количественные оценки совместного эффекта включения резонансов и поглощения пионов в КИМ находятся только на начальной стадии^{/72/}, то весьма заманчивой остается идея об уменьшении пионорождения за счет увеличения (внутренней) энергии сжатия ядерной материи^{/84/}. Тогда установлению локального равновесия уже ничего не препятствует.

Другим интересным проявлением эффекта сжатия должно быть усиленное (по сравнению со случаем рА-взаимодействий) образование частиц в области кинематически запрещенной для свободных NN соударений^{/29/}.

Экспериментальный поиск гидродинамических эффектов, который будет нами проведен в следующем разделе, оказывается некорректно поставленной задачей до тех пор пока не выяснено, какие яркие явления можно в условиях данного опыта ожидать и (или) достаточна ли для их выявления КИМ служащая здесь в роде своеобразного фазового пространства. Эта проблема на сегодняшний день не решена и сторонники каскадного подхода (который, кстати, основан на кинетическом уравнении Больмана, как и гидродинамические уравнения) утверждают^{/30/}, что расхождение КИМ с экспериментом даже по самым ярким эффектам гидродинамического типа должно быть только количественным и не качественным.

Тем не менее, напомним эти эффекты:

1) Явление боковой эмиссии ядерного вещества в центральных АА-соударениях, являющееся результатом макроскопического течения в результате выталкивания в сторону нуклонов -спектаторов ударной волной^{/14-17, 24-27, 31, 78, 83/}. Этот эффект должен наблюдаться в угловом спектре (относительно медленных) фрагментов ядра-мишени, в основном в виде подавленного испускания частиц вперед.

2) Явление отскока ядра-снаряда, связанное с большей передачей ему (или его части) поперечного импульса должно наблюдаться при достаточно умеренных значениях прицельного параметра (т.е. $/R_T - R_P/ > b > 0$). Предсказываются и наблюдаются^{/14, 25, 83/} сильные азимутальные корреляции между продуктами фрагментации сталкивающихся ядер, отражающие локальное сохранение поперечного импульса не в системе каждого из ядер в отдельности, а в системе, состоящей из обоих ядер.

IV.3. Поиск эффектов сжатия в центральных соударениях ядер углерода с ядрами (Ag, Br) и Pb

Поиск явления боковой эмиссии частиц проводился на материале, состоящем из ^{12}C неупругих взаимодействий отбором событий со все большим числом фрагментов ядра-мишени N_h . Азимутальные корреляции для поиска явления отскока ядра-снаряда изучались на ансамбле ^{12}C - центральных соударений, выделяющихся условием $N_h \geq 50$ из группы всех неупругих взаимодействий в фотоэмульсии, загруженной солями свинца.

IV.3.1. Поиск боковой эмиссии частиц от фрагментации ядра-мишени

Обычно для выявления этого эффекта используют только угловые спектры частиц из взаимодействий, где производится сам поиск боковой эмиссии. Применение такого подхода для поиска ударной волны в hA -соударениях^{/26,78/} не вызывает больших сомнений, ибо в последних можно уверенно полагать, что вклад прямых процессов, приводящих к большой коллимации фрагментов вперед в этих взаимодействиях (с большими $N_h!$) существенно подавлен. В AA -соударениях это уже менее оправдано, так как наблюдению максимума в угловом спектре как раз и могут помешать протоны, выбитые из ядра на каскадной стадии, предшествующей появлению гидродинамического механизма диссипации энергии в ядре-мишени, т.е. ударной волны.

Экспериментальное исследование угловых спектров g - и b -частиц образованных в $^{12}\text{C}(\text{Ag, Br})$ соударениях с разной степенью разрушения ядра-мишени (в том числе и в так называемых полных разрушениях этих ядер^{/2,79/}, определяющихся формально

условием $N_h \geq 28$) не позволило нам увидеть статистически обеспеченный максимум в этих распределениях. Это наряду с вышевысказанными соображениями привело нас к необходимости нормировки этих спектров к угловым распределениям из непериферических $p(\text{Ag, Br})$ взаимодействий (отобранных по условию $N_h \geq 7$)^{/87/}.

Анализ такого рода приведен на рис. IV.9, где показаны от-

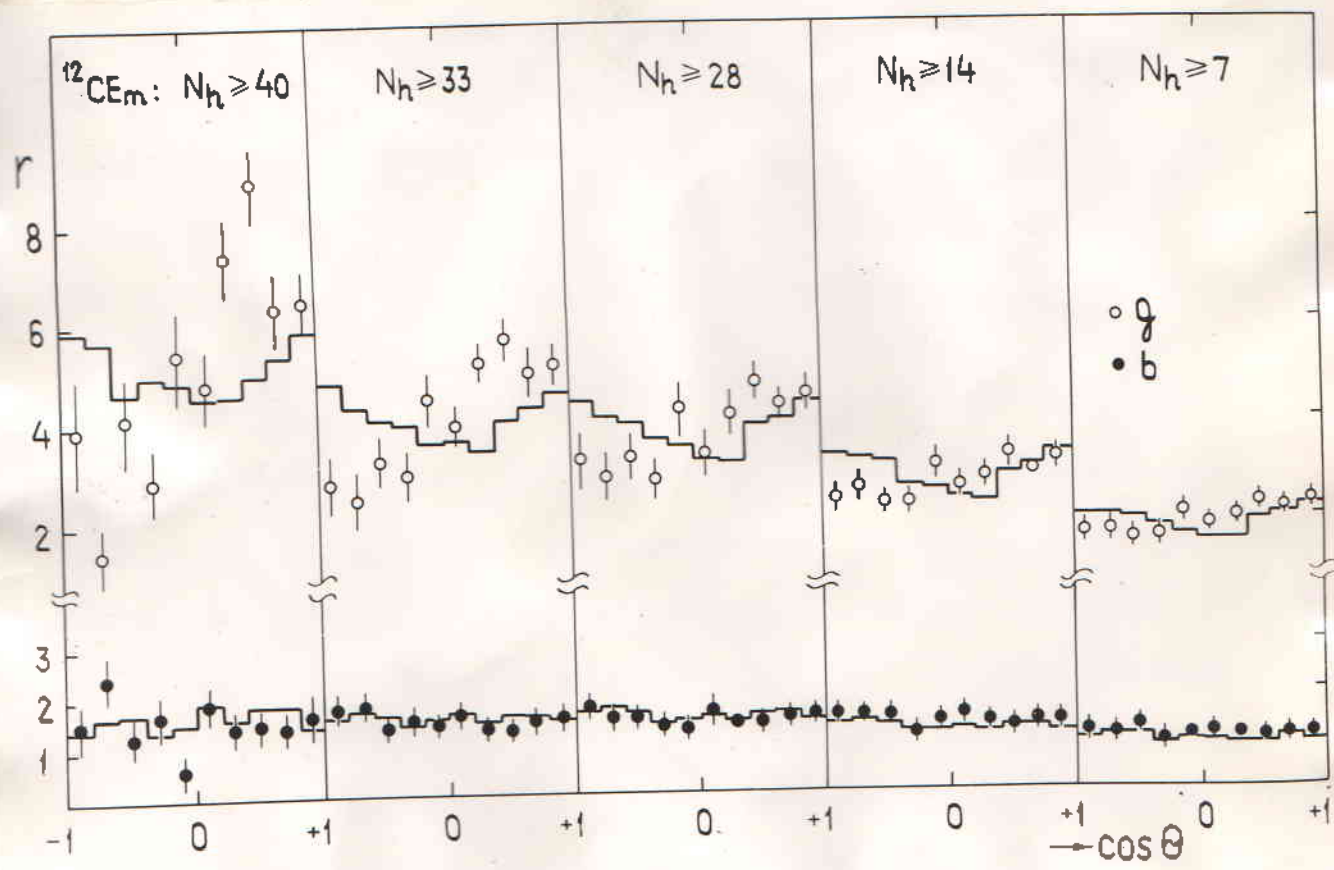


Рис. IV.9. Отношения r_g и r_b как функция $\cos \theta_{g,b}$.
Верхняя и нижняя гистограммы: расчеты по КИМ для g - и b -частиц соответственно.

ношения

$$r_{g,b} = \frac{\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d \cos \theta_{g,b}} ({}^{12}\text{C AgBr}, N_h \geq N_h^0)}{\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d \cos \theta_{g,b}} (p \text{ AgBr}, N_h \geq 7)}$$

для соударений с $N_h' = 7, 14, 28, 33, 40$, т.е. со все большей толщиной ядерного вещества на пути налетающего ядра, или со все меньшими параметрами столкновения или со все большим количеством ν_c взаимодействовавших нуклонов ядра-снаряда.

Отсюда видно, что

а) с увеличением ν_c заметно возрастает число g -частиц в передней полусфере в л.с.к. по сравнению с эталонными $p(Ag, Br)$ взаимодействиями (примерно в три раза при переходе от событий с $N_h \geq 7$ к событиям с $N_h \geq 40$). При этом число g -частиц в ЗП растет заметно меньше (примерно в два раза). Отметим, что для взаимодействий с $N_h \geq 30$ условие $\nu_c = A_c$ уже выполнено с хорошей точностью, ибо в этих событиях практически нет релятивистских частиц, лежащих в стриппинговом конусе $\theta \leq 3^\circ$.

б) с увеличением разрушения ядра-мишени все более выразительно проявляется структура в угловом распределении g -частиц, особенно увеличивается выход частиц в диапазоне углов $50^\circ + 80^\circ$. Расчет по КИМ не воспроизводит это поведение: форма спектра $r_g(\cos \theta_g)$ приблизительно одна и та же при любых N_h и поэтому с ростом расщепления мишени расхождение увеличивается. Таким образом, можно заключить, что расчет по данной версии модели не только переоценивает роль прямых процессов и термализации ядра-мишени, но вероятно рядом с каскадным механизмом реализуется какой-то другой, коллективный, например, типа ударной волны. Возможно, однако, что спад изучаемого отношения в области малых углов связан и с коллективным взаимодействием другого типа: можно представить себе настолько большие передачи продольного импульса между снарядом и мишенью, что энергетический спектр нуклонов выбитых из ядра-мишени под малыми угла-

ми будет настолько жестким, что они перейдут в область $p/m > 1$ т.е. в θ -частицы.

в) отношение r для b -частиц имеет совершенно другой характер: оно не зависит от степени возбуждения остаточного ядра и поэтому, возможно, столь хорошо воспроизводится по КИМ. Напомним, что обсуждавшийся нами ранее (см. П.3.2) максимум в $\cos \theta_b$ - распределениях в $p(c,0)$ и $\alpha(c,0)$ взаимодействиях (рис. П.17 а,в) не описывается КИМ/12/, но его трактовка при помощи механизма образования ударной волны кажется тоже маловероятной. Наоборот, он может служить примером заметного вклада прямых процессов в образование b -частиц недооцениваемого в рамках данной версии КИМ.

IV.3.2. Поиск явления отскока ядра-снаряда

Электронная постановка такого опыта, опирающегося на использование четырех счетчиков, расположенных в азимутальной плоскости так, что угол до ближайшего счетчика $\Delta\psi = 90^\circ/25, 83/$, достаточно проста, но обладает сразу несколькими недостатками: 1) отсутствует триггер по множественности частиц от ядра-мишени или ядра-снаряда, что не позволяет выявить, из какой области параметров столкновения происходит максимальный вклад в наблюдаемый эффект; 2) отсутствует информация о положении физически выделенной плоскости столкновения, требующая для своего определения по существу 4 π -геометрию эксперимента и знание 4-импульсов всех частиц в событии.

В фотоэмульсионных экспериментах последнее требование трудно выполнить, но относительно большую информацию о механизме столкновения можно получить, изучая Лоренц-инвариантные единичные векторы в поперечной плоскости соударения/71/.

Пусть $\varepsilon_{ij} = \varepsilon = \arccos \frac{(\vec{p}_{\perp i} \cdot \vec{p}_{\perp j})}{|\vec{p}_{\perp i}| |\vec{p}_{\perp j}|}$

обозначает угол между двумя такими единичными векторами частиц i и j . Тогда двухчастичное распределение $\frac{d\sigma}{d\varepsilon_{ij}} = f(\varepsilon)$ можно характеризовать двумя основными величинами:

- коэффициентом азимутальной асимметрии

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

и коэффициентом коллинеарности

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

В экспериментах, обладающих возможностью регистрации частиц в полном телесном угле $\Omega = 4\pi$ иногда считают более предпочтительным анализ при помощи коллективных переменных. Такой анализ позволяет изучать какую-нибудь характеристику для всего события или по крайней мере для определенной группы частиц в событии, т.е. проводить сразу анализ отдельных событий, а не только двухчастичных спектров. Распространение коэффициентов A и B на группу частиц проводится введением вполне аналогичных величин β_1 и β_2 определяющихся соотношением $|\beta_k|$:

$$\beta_k = \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^n \cos k \varepsilon_{ij} / \sqrt{n(n-1)}$$

$$(-\sqrt{n/(n-1)}) \leq \beta_k \leq \sqrt{n(n-1)}$$

Здесь $k=1,2$ и n обозначает множественность частиц данной группы в событии.

Для изучения азимутальных корреляций между двумя разными группами частиц обычно используют так называемый угол преимущественного испускания Φ_{kl}

$$\Phi_{kl} = \arccos \left\{ (a_k a_l + b_k b_l) \cdot [(a_k^2 + b_k^2)(a_l^2 + b_l^2)]^{-1/2} \right\}$$

$$a_{k,l} = \sum_{i=1}^{n_{k,l}} \cos \psi_i, \quad b_{k,l} = \sum_{i=1}^{n_{k,l}} \sin \psi_i$$

имеющий смысл угла между суммарными векторами, составленными из единичных векторов, направленных вдоль поперечных импульсов частиц из двух групп: k и l . Множественности частиц в этих группах равны n_k и n_l и ψ_i есть обыкновенный азимутальный угол частицы i .

Основные результаты проведенного нами анализа азимутальных корреляций α и n -частиц из центральных соударений ядер углерода с ядрами свинца показаны на рис. IV.10-12 и в табл. IV.6. Анализируя эти данные, можно сказать следующее:

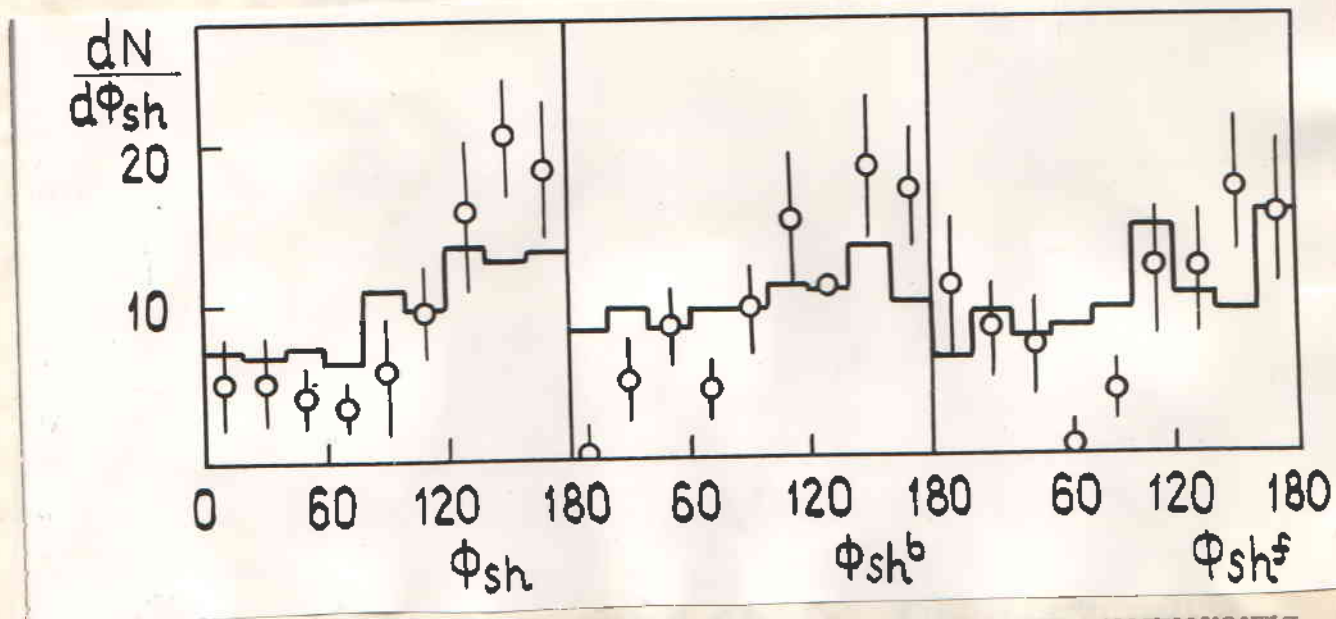


Рис. IV.10. Распределение по углу преимущественного испускания между релятивистскими частицами и 1) всеми сильно-ионизирующими частицами Φ_{sh} , 2) n -частицами, испущенными в заднюю полусферу Φ_{sh}^b , 3) n -частицами с $\theta_n < \pi/2$ Φ_{sh}^f . Гистограмма - расчет по КИМ.

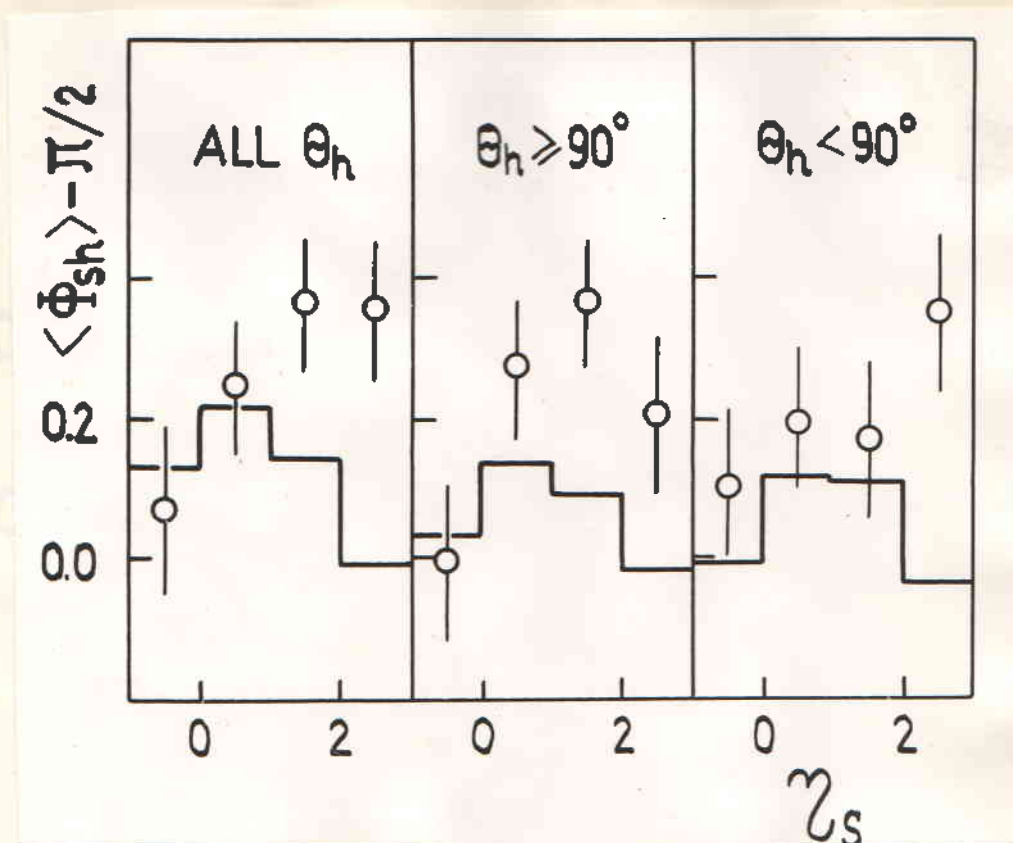


Рис. IV.11. Зависимость между групповых корреляций для sh , sh^b и sh^f комбинаций от квазибыстроты релятивистских частиц; кружки - эксперимент, гistogramмы - КИМ.

а) Наблюдается вполне определенная тенденция к противоиспусканию в поперечной плоскости между релятивистскими частицами и частицами от фрагментации ядра-мишени (см. рис. IV.10). Она кажется вопреки наивным ожиданиям более сильно выраженной для h -частиц, испущенных в ЗП h^b , чем для таких же в передней полусфере h^f . Интересно отметить, что эффект противоиспускания α и h -частиц в центральных ^{12}C Pb соударениях значительно усилен $\langle \Phi_{sh} \rangle - \pi/2 = 0,52 \pm 0,10$ по сравнению с случаем $^{12}C Em$ соударений $\langle \Phi_{sh} \rangle - \pi/2 = 0,27 \pm 0,03^{/85/}$. Это противоречит каскадным представлениям, по которым наблюдаемые корреляции должны быть только следствием локального со-

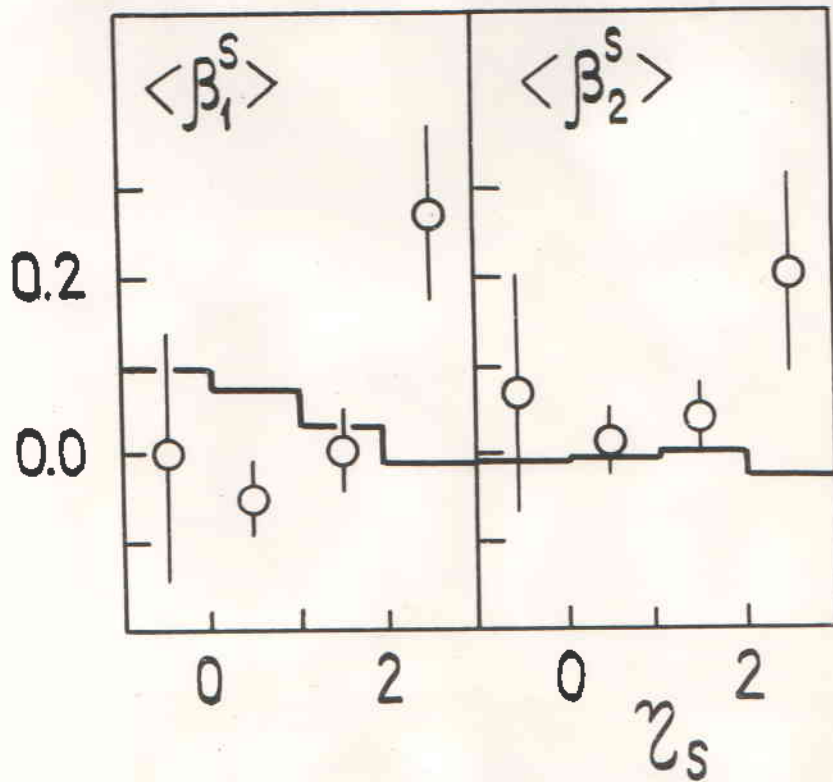


Рис. IV.12. Зависимость коэффициентов азимутальной асимметрии и коллинеарности для релятивистских частиц от их квазибыстроты

Таблица IV.6

Азимутальные характеристики для коллинеарных $\beta_2^s > 0$ и неколлинеарных $\beta_2^s < 0$ событий.

β_2^s $\zeta_s \in (2,3)$	β_1^s $\zeta_s \in (2,3)$	$\langle \Phi_{sh} \rangle - \pi/2$ $\zeta_s \in (2,3)$ $\theta_h = \text{ALL}$	β_1^s $\zeta_s \notin (2,3)$	β_2^s $\zeta_s \notin (2,3)$
> 0	0.47 ± 0.18	0.51 ± 0.15	0.00 ± 0.02	0.02 ± 0.02
< 0	-0.02 ± 0.11	0.33 ± 0.18	0.00 ± 0.02	0.02 ± 0.02

хранения поперечного импульса в отдельных NN субсоударениях /54/. Поэтому с увеличением вклада от перерассеяний большей кратности ожидаемых при увеличении толщины ядерного вещества, эти корреляции должны быстро исчезнуть.

б) Азимутальные корреляции между π^- и h^- -частицами максимальны в области фрагментации ядра-снаряда и с переходом в глубь области $\eta_s < 2$ быстро вымирают. Полностью противоречащее опыту поведение зависимости $\langle \Phi_{sh} \rangle = f(\eta_s)$, (см. рис. IV.11), как ее предсказывает КИМ, можно объяснить на основе предположения о завышенной роли каскадных процессов в модели: внутриядерный каскад продолжает развиваться в обоих ядрах и после того, как они уже разошлись друг от друга на некое расстояние. Поэтому взаимосвязь процессов испускания h^- -частиц и π^- -частиц ослабевает с переходом в область малых углов (т.е. и малых скоростей в системе ядра-снаряда) релятивистских частиц.

в) Для случая π^- -частиц (см. рис. IV.12), но нет для h^- -частиц (непроявлено) наблюдаются четкие внутригрупповые корреляции. Главный вклад в эти корреляции происходит от области фрагментации ядра-снаряда. Здесь наблюдается коллинеарное испускание π^- -частиц ($\beta_2 > 0$), которое, однако, не связано с законом сохранения поперечного импульса внутри этой группы частиц: комбинация $\beta_1 > 0$ и $\beta_2 > 0$ соответствует ситуации, когда происходит испускание частиц "в одну сторону" в азимутальной плоскости.

г) Поскольку такое поведение корреляции соответствует тому, что ожидается на основе гидродинамического отскока ядра-снаряда, в табл. IV.6 приведена более детальная информация для окончательного выяснения эффекта. Из всего ансамбля центральных

¹²СРЬ -соударений отобраны только такие события, для которых
1) число s -частиц на звезде, имеющих квазибыстроту $\eta_s < (2,3)$
больше единицы, т.е. можно определить для этой группы коэффи-
циенты β^{sk} ; 2) $\beta_2^s \neq 0$. Эти данные позволяют нам заключить,
что вся (или почти вся) асимметрия в азимутальной плоскости яв-
ляется следствием испускания в области фрагментации ядра-снаря-
да s -частиц с малыми парными азимутальными углами. Напомним,
что если $\beta_1 > 0$ и $\beta_2 > 0$ то $\epsilon < \pi/4$.

Таким образом, на основании всей вышеприведенной совокуп-
ности данных по азимутальным корреляциям частиц, образованных
в центральных соударениях ядер углерода с ядрами свинца можно
считать весьма маловероятным объяснение наблюдаемого эффекта
без помощи представлений о возбуждении компрессионных степеней
свободы, приводящих впоследствии к отскоку ядра-снаряда.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулируем основные результаты диссертационной работы:

1. Разработана новая процедура выделения неупругих взаимодействий налетающих ядер с группами легких (C,N,O) и тяжелых (Ag,Br) ядер фотоэмульсии, являющаяся синтезом разностного метода и статистического разделения.

2. На основе нового метода проведено систематическое исследование взаимодействий протонов и альфа-частиц с группами ядер (C,N,O) и (Ag,Br), сопровождающихся вылетом быстрой частицы в заднюю полусферу в л.с.к. Установлен ряд эмпирических свойств этих процессов, в том числе:

а) распределение по числу релятивистских, а также γ -частиц, испущенных в заднюю полусферу, подчиняется как для легких, так и для тяжелых ядер-мишеней единому вероятностному закону - геометрическому;

б) вероятности соударений с вылетом быстрых частиц назад практически не зависят от энергий (в диапазоне $E_0=4,6\div 400$ ГэВ) и масс ($A_0=1\div 4$) налетающих ядер и являются собственными характеристиками ядра-мишени, по которым можно восстановить распределения множественностей этих частиц;

в) распределение множественностей продуктов фрагментации легких ядер-мишеней не зависит от типа (α или γ) триггерной частицы, испущенной назад и такие взаимодействия можно с большей вероятностью отнести к событиям полного развала этих ядер.

3. Разработаны критерии отбора центральных взаимодействий легких ядер-снарядов с тяжелыми ядрами, основой которых является совместное рассмотрение процессов фрагментации ядра-снаряда и ядра-мишени. Показано, что эти взаимодействия являются подклассом непериферических соударений, характеризующихся вылетом быстрых частиц назад.

4. Показано, что протон-ядерные взаимодействия, в которых отсутствуют релятивистские заряженные частицы, не обязательно являются примером глубоконеупругого процесса, при котором налетающая частица останавливается в ядре-мишени. Установлено, что при $E_0 > 20$ ГэВ вероятность таких взаимодействий пренебрежимо мала и при $E_0 = 4,6$ ГэВ они хорошо описываются каскадно-испарительной моделью.

5. Изучены некоторые характеристики (множественности, угловые спектры) продуктов фрагментации легких и тяжелых ядер фотоэмульсии во взаимодействиях вызванных легкими ядрами с энергией $E_0 = 4,6$ ГэВ на нуклон. При этом обнаружено, что

а) в угловых распределениях медленных фрагментов (β -частиц) испущенных из легких ядер-мишеней имеется широкий максимум в области углов $60^\circ + 90^\circ$;

б) с ростом степени расщепления ядер брома и серебра первичными ядрами углерода заметно увеличивается выход β -частиц в диапазоне углов $50^\circ + 80^\circ$ в сравнении с $p(\text{Ag, Br})$ - взаимодействиями.

Автор диссертации считает необходимым выразить благодарность своим научным руководителям, доктору физико-математических наук Толстову Константину Дмитриевичу и кандидату физико-математических наук Тучеку Йосефу за предоставленную возможность выполнить настоящие исследования и за постоянное внимание к работе.

Я искренне признателен доктору физико-математических наук К.Г. Гуламову за весьма ценные советы и стимулирующие обсуждения.

Считаю своим приятным долгом выразить свою благодарность коллегам по международному сотрудничеству за совместную работу по набору и частичному анализу данного экспериментального материала. Особо хотелось бы поблагодарить работающих в настоящее время и ранее сотрудников фотоэмульсионного сектора ИОЯФ ЛВЭ ОИЯИ А. Абдельсалама, Б.П. Банника, С. Вокала, Г.С. Шабратову, а также сотрудников Р.И. им. В.Г. Хлопина (г. Ленинград) В.Г. Богданова, В.А. Плещева, З.И. Соловьеву за плодотворное сотрудничество на протяжении многих лет.

10. Бокова Л.Н. и др., Общие характеристики неупругих взаимодействий α -частиц с импульсом 17 ГэВ/с с группами ядер (C,O) и (Ag,Br) . ОИЯИ, Р1-9364, Дубна, 1975.
11. Shabratova G.S. et al., Inelastic interactions of 16.5 GeV/c α -particles with light (C,O) and heavy (Br,Ag) nuclei, Acta Phys. Slov., 1978, 28, p. 132.
12. Бубнов В.И., Шумбера М. и др., Неупругие взаимодействия протонов при импульсе 4,5 ГэВ/с с ядрами (C,O) и (Ag,Br) , препринт ИФВЭ 81-II, Алма-Ата, 1981.
13. Барашенков В.С., Тонеев В.Д., Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами, Москва, Атомиздат, 1972.
14. Nagamiya S. and Gyulassy M., High-energy nuclear collisions, Advances in Nuclear Physics, 1983, 13, p. 199, LBL-14035, Berkeley, 1982.
15. Garpman S.I.A., Hydrodynamic shock waves and cascade calculation, in Proc. of the Int. Conf. on Extreme States in Nuclear Systems, vol. 2, p. 16, Editors H.Prade, S.Tesch, Dresden, 1980.
16. Galitzskij V.M., Mishustin I.N., Heavy ion interactions at intermediate energies, *ibid.*, p. 131.
17. Гудима К.К., Тонеев В.Д., Наблюдались ли ударные волны в ядерных столкновениях? ЯФ, 1978, 27, с. 658.
18. Барашенков В.С., Береги Ф.Г., Мусульманбеков Ш.И., Каскадный механизм неупругих взаимодействий высокоэнергетических ядер, ОИЯИ, Р2-83-II7, Дубна, 1983.
19. Гаспарян А.П., Чеплаков А.П., Шабельский В.М., Распределение по числу взаимодействующих нуклонов в соударениях релятивистских ядер, ЯФ, 1981, 34, с. 1328, см. ОИЯИ, Р1-83-165, Дубна, 1983.

20. Knoll J., Statistical picture of high energy nuclear collisions, Phys.Rev., 1979, C20, p. 773.
21. Bialas A., Bleszynski M., Czyz W., Multiplicity Distributions in Nucleus-Nucleus Collisions at High Energies, Nucl. Phys., 1986, B111, p. 461.
22. Westfal G. et al., Calculations with the nuclear firestreak model, Phys. Rev., 1977, C16, p. 629.
23. Gosset J. et al., Central collisions of relativistic heavy ions, Phys. Rev., 1978, C18, p. 844.
24. Baumgardt H.G. et al., Shock Waves and Mach Cones in Fast Nucleus-Nucleus Collisions, Z.Phys., 1975, A273, p. 359.
25. Csernai L.P. et al., Macroscopic nucleon-nucleon correlations caused by the bounce-off process in energetic collisions of heavy nuclei, Phys. Rev., 1982, C25, p. 2482, ibid 1983, C28, p. 2001.
26. Zielinski P., Nucleus fragmentation induced by high-energy hadron, report GSI-82-13, Darmstadt, 1982.
27. Мишустин И.И., Сатаров Л.М., Соударения ядер высокой энергии в гидродинамической модели с учетом эффектов замораживания, ЯФ, 1983, 37, с. 894.
28. Gaździcki M., Mrówczyński S., Difficulties of the Thermodynamical Model Approach to Pion Production in Relativistic Ion Collisions, JINR, E2-83-548, Dubna, 1983.
29. Nagamiya S., Experimental review of high-energy nucleus-nucleus collisions, in Proc. of the Int. Conf. on High Energy Nuclear Physics, Balatonfüred, Hungary 1983, edited by J.Erö, p. 329.

30. Toneev V.D. and Gudima K.K., Dynamics of relativistic nuclear collisions, *ibid.* p. 409, *см* Nucl. Phys. 1983, A300, p. 173.
31. Никитин Ю.П., Розенталь И.Я., Ядерная физика высоких энергий, Москва, Атомиздат, 1980.
32. Азимов С.А. и др., в книге "Взаимодействия частиц с ядрами при высоких энергиях", Ташкент, ФАН 1981, с. 3.
33. Stenlund E., Otterlund I., On Slow Particle Production in Hadron-Nucleus Interactions, Nucl. Phys., 1982, B198, p. 407.
34. Azimov S.A., Gulamov K.G., Chernov G.M. Implications of hadron-nucleus interactions for production models, J.Phys.G: Nucl. Phys., 1978, 4, p. 813.
35. Hegab M.K., Hüfner J., How often does a high-energy hadron collide inside a nucleus- Phys. Lett., 1981, B105, p. 103.
36. Eidelman S.I., Shuryak E.V., High energy collisions of hadrons at the constituent quark level, preprint 82-143, Novosibirsk 1982.
37. Шабельский Ю.М., Процессы множественного рождения в адрон-ядерных соударениях при высоких энергиях, ЭЧАЯ, 1981, 12, 1070.
38. Барашенков В.С. и др., Взаимодействие частиц и ядер высоких и сверхвысоких энергий с ядрами, УФН, 1973, 109, с.917.
39. Богданов В.Г., Перфилов Н.А., Соловьева Э.И. Сравнительный анализ угловых распределений π^- -частиц в протон-ядерных и в ядро-ядерных взаимодействиях при 4,5 ГэВ/с на нуклон, препринт РИ-152, Ленинград, 1982.

40. Azimov S.A. et al., Multiplicity of Charged Particles in π^- -Carbon Interactions from 4 to 40 GeV/c, Nucl. Phys., 1976, B107, p. 45.
41. Wróblewski A., Multiplicity distributions in proton-proton collisions, Acta Phys. Fl., 1973, B4, p. 857.
42. Koba Z., Nielsen H.B., Olesen P., Scaling of multiplicity distributions in high energy hadron collisions, Nucl. Phys., 1972, B40, p. 317.
43. Аникина М.Х. и др., А-зависимость выхода кумулятивных протонов и легких ядер в ядро-ядерных взаимодействиях при $P_0=4,5$ ГэВ/с на нуклон, ОИЯИ, I-83-616, Дубна, 1983.
44. Балдин А.М. и др., Экспериментальные данные по инклюзивным сечениям рождения протонов, дейтронов и трития, ОИЯИ, PI-83-432, Дубна, 1983, см. Барков Б.П. и др., препринт ИТЭФ, 1980, № 58.
45. Гуламов К.Г., Кабулниязов Х.Д. и др. Об угловых распределениях сильноионизирующих частиц в адрон-ядерных взаимодействиях, ДАН УзССР, 1982, II, с. 22.
46. Strugalski Z., Nucleon emission induced by high energy hadrons traversing nuclear matter, JINR, E1-80-215, Dubna, 1980.
47. Lohrman E., Teucher M.W., Meson Production on Heavy Target-Nuclei at Energies 10^{11} eV, Nuovo Cim., 1962, 25, p. 957.
48. Gyulassy M., Quark-gluon Plasma Formation, in Proc. of the Int. Conf. on H.E.N.P., Balaton-füred, Hungary 1983, edited by J.Erő, p. 489.

49. Shibata T.A. et al., Particle production in the target rapidity region from hadron-nucleus reactions at several GeV, Nucl. Phys., 1983, A408, p. 525.
50. Flaminio V. et al., Compilation of cross-sections III - p and \bar{p} induced reactions, CERN-HERA 79-03, Geneva, 1979.
51. Лексин Г.А., Новые данные о свойствах глубоконеупругих ядерных реакций, в кн.: "Мультикварковые состояния и квантовая хромодинамика", труды VI.Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, Дубна, 1981, с. 213.
52. Стрикман М.И., Франкфурт Л.Л., Рассеяние частиц высокой энергии как метод исследования малонуклонных корреляций в дейтоне и ядрах, ЭЧАЯ, 1980, II, с. 571, Phys. Rep., 1981, 76, p. 215.
53. Baldin A.M., The relativistic nuclear physics, in Proc. of the Int. Conf. on Extreme States in Nuclear Systems, vol. 2, p. 1, Dresden 1980.
54. Гришин В.Г., Инклюзивные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях, Москва, Энергоиздат, 1982.
55. Балдин А.М., Некоторые закономерности столкновений релятивистских ядер, ДАН, 1975, 222, с. 1064.
56. Аношин А.И. и др., Изучение корреляций в $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях при $p_{\pi} = 40$ ГэВ/с в кумулятивной области, ЯФ, 1982, 36, с. 409, ОИЯИ, Е1-82-352, Дубна, 1982.
57. Любимов В.Б., Соловьев М.И., Сулейманов М.К. Корреляции в адрон-ядерных взаимодействиях, сопровождающихся испусканием кумулятивных протонов, ОИЯИ, Р1-82-363, Дубна, 1982.

58. Армутлиевски Д. и др., Свойства $p\bar{p}$ - и $p\bar{A}$ -взаимодействий при $P_p=10$ ГэВ/с сопровождающихся испусканием кумулятивных протонов и π^- -мезонов, ОИЯИ, РИ-83-327, Дубна, 1983.
59. Ангелов Н. и др. Анализ $\pi^-+^{12}\text{C}$ и π^-p -взаимодействий с испусканием адронов в заднюю полусферу в л.с. при $p_0=40$ ГэВ/с. ЯФ, 1979, 29, 1227.
60. Арефьев А.В. и др., Изучение π^-A -взаимодействий с вылетом нескольких быстрых протонов, ЯФ, 1978, с. 716, ЯФ, 1978, 28, с. 1534.
61. Ангелов Н. и др., Изучение реакции $\pi^-+^{12}\text{C} \rightarrow p^+\dots$ при $p_p=40$ ГэВ/с, ЯФ, 1979, 30, с. 400.
62. Азимов С.А. и др., Общие характеристики протон и пион-ядерных взаимодействий при 20+400 ГэВ с вылетом адронов в заднюю полусферу, ЯФ, 1982, 36, с. 906.
63. Абдинов С.Б. и др., Образование кумулятивных протонов в пион-углеродных взаимодействиях при 5 ГэВ/с, ЯФ, 1983, 38, с. 1209, см. ЯФ, 1982, 35, с. 1181, ОИЯИ, РИ-81-469, Дубна, 1981.
64. Agakishiev N.N. et al., Peripheral and Central Nucleus-Nucleus Collisions at 4.2 GeV/c per Nucleon, Z. Phys., 1983, C16, p. 307, JINR, E1-82-510, Dubna, 1982.
65. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И., Ядерные реакции с большой передачей импульса и гипотеза флуктонов в ядрах, ЭЧАЯ, 1979, 10, с. 815.
66. Ефремов А.В., Кварк-партоновая картина кумулятивного рождения, ЭЧАЯ, 1982, 13, с. 613.
67. Копелиович В.Б., Образование релятивистских частиц на ядрах на большие углы и роль многократных процессов, ЯФ, 1977, 26, с. 168.

68. Амелин Н.С., Глаголев В.В., Лыкасов Г.И. Характерные особенности взаимодействий адронов с легкими ядрами при средних энергиях, ЭЧАЯ, 1982, 13, с. 130.
69. Баатар Ц., Автореферат диссертации, ОИЯИ, I-81-688, Дубна, 1981.
70. Лексин Г.А., Ядерный скейлинг, в книге "3. школа физики ИТЭФ", вып. 2, с. 5, Москва, Атомиздат, 1975.
71. Азимов С.А., Чернов Г.М., Статистические методы в физике высоких энергий, Ташкент, ФАН, 1970.
72. Sahay M., Cugnon J., Vandermuehlen J., Pion multiplicity in central nucleus-nucleus collisions, Nucl. Phys., 1983, A411, p. 524.
73. Азимов С.А. и др. Общие характеристики сильноионизирующих частиц в адрон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях, Изв. АН УзССР, 1980, 5, с. 62.
74. Ангелов Н. и др., Изучение π^- -С-взаимодействий с испусканием протонов назад при 4 и 40 ГэВ/с, ЯФ, 1981, 33, с. 190.
75. Ангелов и др., Наблюдение корреляций между множественностями π^- -мезонов и протонов в неупругих взаимодействиях p, d, He и C с ядрами тантала в интервале импульсов 2+10 ГэВ/с на нуклон, ЯФ, 1980, 32, с. 1582.
76. Справочник по теории вероятностей и математической статистике, под редакцией В.С.Королюка, Киев, Наукова думка, 1978, с. 103.
77. Ангелов Н. и др., Полный развал углерода π^- мезонами с импульсом 40 ГэВ/с, ЯФ, 1978, 28, с. 684.

78. Аношин А.И., и др. Структура угловых распределений протонов, испущенных из событий с полным развалом ядра углерода π^- -мезонами с $p_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с, ЯФ, 1981, 33, с. 164, ОИЯИ, PI-80-332, Дубна, 1980.
79. Tolstov K.D., Complete destruction of heavy nuclei by hadrons and nuclei, Z. Phys., - Atoms and Nuclei, 1981, A301, p. 339.
80. Jljjinov A.S., Nazaruk V.I., Chigrinov S.E., Spallation and fission of nuclei as a result of the capture of stopped negative pions, Nucl. Phys., 1976, A268, p. 513.
81. Kopeliovich V.V., discussion talk, in Proc. of the Int. Conf. on Extreme States in Nuclear Systems, Dresden, 1980, vol. 2, p. 124.
82. Miller G.A., Kisslinger L.S., Quark contributions to the $pp \rightleftharpoons d\pi^+$ reaction, Phys. Rev., 1983, C27, p. 1669.
83. Нагамия Ш., Корреляция частиц во взаимодействиях ядер с протонами и ядрами, ЭЧАЯ, 1983, 14, с. 578.
84. R.Stock et al., Compression Effects in Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions, Phys.Rev.Lett., 1982, 49, p.1236.
85. Марин А. и др., Изучение корреляций между вторичными частицами, образованными в неупругих соударениях ядер углерода с ядрами фотоэмульсии, ЯФ, 1980, 32, с. 1379.
86. Вокал С., Шумбера М., Сравнительный анализ распределений по множественности ливневых частиц во взаимодействиях протонов с ядрами при энергиях ≤ 20 ГэВ, ОИЯИ, I-82-388, Дубна 1982, Proc. Lansing, Michigan 1982, vol. 1 - Abstracts, p. 29.

87. Вокал С., Шумбера М., Угловые спектры вторичных частиц во взаимодействиях протонов и ядер углерода с ядрами фотоэмульсии при $p_0 = 4,5$ А ГэВ/с, ОИЯИ, I-83-389, Дубна, 1983, ЯФ, 1984, т. 39 (в печати).
88. Šumbera M., Vokál S., Inelastic Interactions of 4.5 GeV/c Protons with Emulsion Nuclei not Accompanied by Relativistic Charged Particles, Acta Phys. Slov., 1982, 32, p. 265, JINR, E1-81-436, Dubna, 1981.
89. Bubnov V.I.,..., Shumbera M. et al., Nuclear Interactions of 4.5 GeV/c Protons in Emulsion and the Cascade-Evaporation Model, Z.Phys.- Atoms and Nuclei, 1981, A302, p. 133.
90. Bannik B.P.,..., Šumbera M. et al., Inelastic interactions of protons with photoemulsion nuclei at 4.5 GeV/c, Czech J. Phys., 1981, B31, p. 491;
ОИЯИ, PI-13055, Дубна, 1980.
91. Abdelsalam A., Šumbera M., Vokál S., Backward Particle Production by Protons and ^{12}C Nuclei in Emulsion at Momenta of 4.5 GeV/c/A, JINR E1-82-509, Dubna 1982, Proc. Int.Conf. Michigan 1982, vol. 1 - Abstracts, p. 8.
92. Богданов В.Г.,..., Шумбера М., Сравнительный анализ взаимодействий протонов и альфа-частиц при импульсе 4,5 ГэВ/с на нуклон с ядрами (C,O) и (Ag,Br), ОИЯИ, I-83-908, Дубна, 1983.

93. Вокал С.,..., Шумбера М., Неупругие взаимодействия протонов и альфа-частиц с ядрами при импульсе 4,5 ГэВ/с на нуклон с испусканием быстрых адронов назад, ОИЯИ, I-83-652, Дубна, 1983.
94. Абдельсалам А.,..., Шумбера М. и др. Центральные столкновения ядер гелия и углерода с ядрами серебра и брома при импульсе 4,5 А ГэВ/с, ОИЯИ, PI-83-577, Дубна, 1983.