
А 67

АНИКИНА
Майя Хаимовна

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ
МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ
В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,5 ГэВ/с/нуклон

Специальность 01.04.01 – экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1987

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединённого института ядерных исследований.

Научные руководители:

кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник

ЛУКСТИНЬИ
Крис Рудольфович

кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник

ОКОНОВ
Эдгар Оскарович

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник

КОМАРОВ
Владимир Иванович

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник

ГЛАГОЛЕВ
Виктор Викторович

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова, Москва

Защита диссертации состоится "14" 1 1988 г.
в "10¹⁵" часов на заседании Специализированного совета
Д-047.01.02 при Лаборатории высоких энергий Объединённого
института ядерных исследований, Дубна Московской области,
Лаборатория высоких энергий ОИЯИ, конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.
Автореферат разослан "9" XII 1987 г.

Ученый секретарь Специализированного совета

Л. М. А. Г. Ф.

М. Р. ЛИХАЧЕВ

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Интерес к релятивистской ядерной физике, проявляемый в настоящее время, связан с надеждой обнаружить проявления новых свойств ядерной материи: от особенностей в волновой функции ядра до сверхплотных состояний и переходов в кварк-глюонную плазму. Ожидается, что новые состояния вещества могут образовываться и быть обнаружены в эксперименте при увеличении количества участвовавшего в столкновении ядерного вещества, а также величины энергии, вовлеченной в столкновение. Исследование процессов множественного рождения частиц, зависимость их характеристик от размеров и прицельных параметров удара взаимодействующих ядер, выявление среди этих процессов коллективных эффектов - необходимый этап при решении этих задач.

Цель работы, ее значимость и научная новизна состояли в исследовании общей картины ядро-ядерных взаимодействий (спектров, множественностей, корреляций разных частиц) при наибольшей, доступной в годы начала эксперимента энергии (4,5 ГэВ/с/нуклон) в эксперименте, в котором впервые были реализованы условия, характеризующиеся как 4,5-гэсметрией, так и большим набором взаимодействующих ядер (14 пар), чистыми ядрами-мишенями, а также разными прицельными параметрами столкновения ("центральные" и "периферические" взаимодействия).

Были выявлены эмпирические закономерности множественного рождения частиц, проведено сравнение данных с характеристиками частиц, рожденных в нуклон-нуклонных и адрон-ядерных столкновениях, а также с существующими моделями. Полученные результаты важны для проверки моделей, способных дать детальные предсказания о ядро-ядерных взаимодействиях.

Публикации. Основные материалы диссертации изложены в работах ^{/1-7/}, опубликованных в журналах "Ядерная физика", "Nuclear Physics", "Physical Review", препринтах и сообщениях ОИЯИ.

Апробации. Результаты работы обсуждались на семинарах ЛВЭ, ЛВТА, на совещаниях международного сотрудничества по исследованиям на стримерной камере СКМ-200 ЛВЭ ОИЯИ, на международных конференциях в Беркли (1981 год) и Мичигане (1982 год).

Объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Текст содержит 112 страниц, включая 5 таблиц и 49 рисунков, библиографию из 48 названий.

Автор защищает:

1. Разработанную с участием автора систему обработки фотографического материала, полученного на стримерной камере СКМ-200, включающую

как проблемы просмотра, измерений, идентификации частиц, так и исследования точностей, систематических погрешностей и необходимых поправок и позволяющую в результате решить физические задачи, связанные с анализом множественностей и кинематических характеристик вторичных частиц.

2. Результаты анализа спектров π^- -мезонов по кинематическим переменным и зависимости характеристик спектров от величин сталкивающихся ядер и параметров столкновения.

3. Результаты анализа формы импульсных спектров и A -зависимостей выходов быстрых протонов и дейтронов, вылетающих в заднюю полусферу взаимодействия в л.с. ("кумулятивных" барионов).

4. Результаты исследования ассоциативного рождения различных вторичных частиц (кумулятивных барионов, пионов, всех выбитых во взаимодействиях протонов).

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении отмечена актуальность исследования процессов множественного рождения в ядро-ядерных столкновениях, сформулирована цель работы и приведено краткое содержание диссертации.

В первой главе рассматривается созданная с участием автора система обработки фотографического материала, полученного на стримерной камере СКМ-200 при облучении ядерными пучками ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ и ${}^{20}\text{Ne}$ с начальным импульсом 4,5 ГэВ/с/нуклон помещенных в камеру чистых мишеней Li, C, Ne, Al, Cu, Pb.

Приводится блок-схема, демонстрирующая последовательность этапов просмотра, измерений, обсчета, создания лент суммарных результатов и анализа экспериментального материала, а также таблица, характеризующая 15000 измеренных событий, использованных для получения анализируемых в этой работе спектров вторичных частиц. В таблице дана информация о принципах отбора событий триггерной системой, о принципах выбора и числе измеренных событий и треков в них для каждой пары столкнувшихся ядер.

Подробнее рассмотрены те вопросы, в которые автором был внесен основной вклад. Наиболее существенные из них следующие:

1. Разработана методика и проведена идентификация частиц по ионизационным потерям. Измерения ионизации проводились как на микрофотометре, так и визуально, методом сравнения с треками известной ионизации. Были идентифицированы в задней полусфере взаимодействия протоны и неразделенная группа дейтронов и тритиев в интервале импульсов 0,3±0,9 ГэВ/с при углах наклона, не превышающих 20°. Точность разделения около 10%. В передней полусфере среди стриппинговых частиц пучка ${}^4\text{He}$ были выделены двузарядные фрагменты ${}^3\text{He}$.

2. Однозарядные фрагменты ${}^4\text{He}$ (${}^1\text{H}$, ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$) были идентифицированы по пикам в импульсном распределении (см. рис. I). Были исследованы угловые распределения стриппинговых частиц.

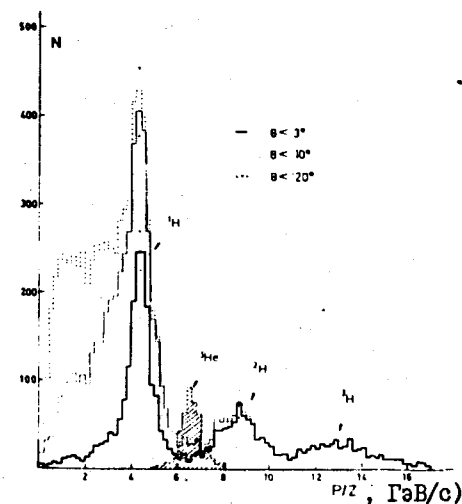


Рис. I

Импульсное (p/z , где z - заряд) распределение положительных вторичных частиц в ${}^4\text{He}$ Li-взаимодействиях при разных ограничениях по углу вылета. Заштрихованная часть спектра - двузарядные частицы, отобранные по ионизации.

3. Выделение среди неупругих столкновений "центральных" происходило, в основном, с помощью триггерной системы в процессе экспозиции камеры в пучке. Центральным столкновением считалось такое, при котором в конусе угла $2+4^0$ по направлению пучка счетчики не регистрировали после взаимодействия никаких положительных, а в ряде случаев и нейтральных частиц. Измерение стриппинговых частиц ${}^4\text{He}$ позволяло дополнительно выделять центральные столкновения из неупругих при обработке. Критерием служило отсутствие во взаимодействии положительных частиц с импульсом более 3 ГэВ/с/ z (z - заряд частицы), вылетающих вперед в угловом конусе $3+5^0$.

4. Рассмотрены выборки и точности измерения. Применение специфических для условий нашего эксперимента приемов измерения и обсчета привели к тому, что число неизмеренных π^- -мезонов не превышало 2-5% (в самых неблагоприятных случаях - 10%), а стриппинговые частицы и кумулятивные барионы были измерены полностью.

Методические измерения шаблонов и треков показали, что точности измерения импульсов составляют 2-10% (в зависимости от длины и кривизны трека), а углов вылета частицы относительно пучка $2+5$ мрад.

5. Рассмотрено введение поправок на систематические искажения в числе неупругих столкновений и в спектрах частиц, связанных с геомет-

рическими особенностями установки и системой триггера. Поправки в число неупругих соударений ${}^4\text{He}A_T$, связанные с подавлением части событий системой триггера и с отбрасыванием однолучевых событий при просмотре, были введены благодаря анализу измеренных стриппинговых частиц (например, отбрасываемый однолучевой канал ${}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He} + n$ был оценен по измеренному изотопически-симметричному каналу ${}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He} + p$).

Поправки в спектры π^- -мезонов были внесены в результате изучения асимметрии их угловых распределений, обусловленной существованием труднонаходимых при просмотре и трудноизмеримых частиц.

Во второй главе анализируются спектры π^- -мезонов. Показано, что распределения параметров спектров (средних величин, дисперсий и асимметрий) по скорости, поперечному импульсу, углу вылета в системе ц.м. NN-столкновений зависят только от величины ядра-мишени A_T и отношения n_-/A_p (n_- - множественность пионов, A_p - атомный вес ядра-снаряда).

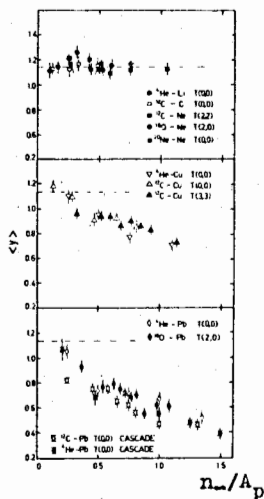


Рис. 2

Зависимость средней скорости $\langle u \rangle$ от n_-/A_p для разных триггерных мод: а) для легких ядер-мишеней; б) для промежуточного ядра-мишени, Cu; в) для тяжелого ядра-мишени, Pb. Для мишени Pb приведены расчеты по каскадной модели. Штриховая линия показывает величину $\langle u \rangle$ для NN-столкновений при 4,5 ГэВ/с. $T(\theta_{ch}, \theta_n)$ обозначает углы запрета (в градусах) для заряженных и нейтральных стриппинговых частиц.

Для примера на рис. 2 приведены данные для $\langle u \rangle$. Пунктиром показано значение $\langle u \rangle$ для NN-взаимодействия.

Изменение спектра π^- -мезонов в ядро-ядерном взаимодействии относительно нуклон-нуклонного зависит от толщины ядерного вещества на пути π^- -мезонов. Для фиксированного A_T эта толщина связана с прицельным параметром столкновения ядер. От него же зависит процент провазимодействовавших нуклонов ядра-снаряда ν_p/A_p . В связи с тем, что n_- пропорциональна ν_p , величина n_-/A_p может служить оценкой прицельного параметра (при фиксированном A_T).

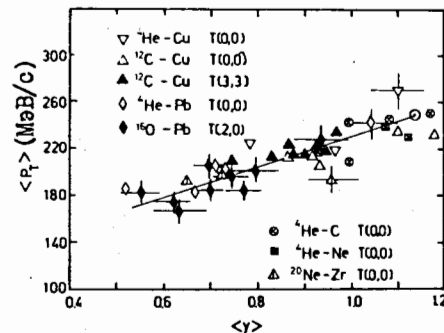


Рис. 3

Зависимость $\langle u \rangle - \langle p_T \rangle$ для разных триггерных мод, разных пар сталкивающихся ядер и разной множественности пионов. Сплошная линия - линейный фит экспериментальных точек. \odot показывает точку NN-данных для нашей энергии.

Наблюден также скейлинг в распределениях параметров пионов для подгрупп событий с данными A_p , A_T , триггером и n_- в зависимости от $\langle u \rangle$ (средней скорости данной подгруппы). Для примера на рис. 3 показана зависимость $\langle p_T \rangle$ от $\langle u \rangle$. Светлым кружком отмечена точка для NN-столкновений.

Очевидно, $\langle u \rangle$ может служить универсальной (независимо от A_T) мерой толщины ядерного вещества на пути π^- -мезонов.

Проанализирована зависимость образования π^- -мезонов в разных областях кинематических переменных "с" (где "с" = $u, p_T, E_{кин}$) от A_T . Удовлетворительное описание этой зависимости степенным законом

$$\frac{1}{s} \frac{dG}{dC} \sim A_T^\alpha$$

позволяет свести анализ к исследованию поведения α . Эта зависимость одинакова для разных A_p .

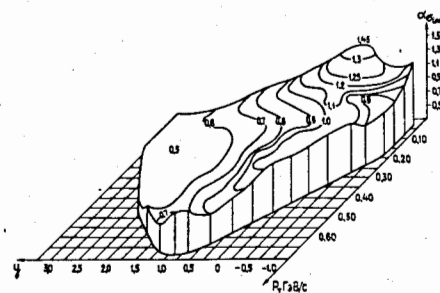


Рис. 4

Зависимость параметра α от двух переменных: u и p_T . Линии на графике соединяют точки с одинаковым значением параметра α .

На рис. 4 приведена общая картина зависимости α от u и p_T . При изменении этих переменных α меняется от 0,5 до 1,5. Наиболее сильная A-зависимость присуща мягким пионам ($p_T < 50$ МэВ/с и $u \approx 0$).

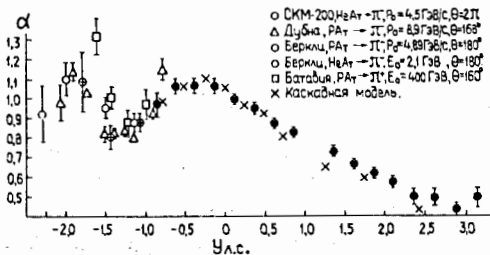


Рис. 5

Зависимость параметра α от быстроты пионов y для $N_A A_T$ -взаимодействий. Объединение данных СКМ-200, исследований кумулятивного пионообразования и расчетов каскадной модели.

На рис. 5 приведена зависимость α от y . Вместе с нашими данными нанесены точки электронных экспериментов, изучавших рождение кумулятивных пионов. Видно, что в областях $y \leq 0$ и $y \geq 2,3$ α слабо зависит от быстроты, а в переходной области плавно уменьшается с ее ростом. Этот факт может быть понят, если считать, что пионы рождаются в последовательных столкновениях нуклонов снаряда с нуклонами мишени и каждое следующее столкновение нуклона снаряда происходит при уменьшении начальной энергии. Если бы не было вторичных взаимодействий π -мезонов, выход их в области фрагментации снаряда ($y \geq 2,3$), обусловленный только первыми столкновениями нуклонов налетающего ядра, был бы пропорционален числу провзаимодействовавших нуклонов этого ядра:

$$\left(\frac{d\sigma_{A_p A_T}}{dy}\right)_{y \geq 2,3} = \sigma_{A_p A_T} \cdot \langle n_p \rangle \cdot \left(\frac{1}{\sigma_{NN}} \times \frac{d\sigma_{NN}}{dy}\right)_{y \geq 2,3} \sim A_p \cdot \sigma_{NA_T} \sim A_T^{0,75},$$

где $\langle n_p \rangle = \frac{A_p \cdot \sigma_{NA_T}}{\sigma_{A_p A_T}}$.

В области фрагментации мишени ($y \leq 0$) выход π^- -мезонов, являющийся суммой вкладов от нескольких столкновений с разной энергией, должен быть пропорционален числу провзаимодействовавших нуклонов мишени, так как выход π^- -мезонов в этой области быстроты в NN -взаимодействии не зависит от энергии столкновения (предельная фрагментация):

$$\left(\frac{d\sigma_{A_p A_T}}{dy}\right)_{y \leq 0} = \sigma_{A_p A_T} \cdot \langle n_p \rangle \cdot \left(\frac{1}{\sigma_{NN}} \times \frac{d\sigma_{NN}}{dy}\right)_{y \leq 0} \sim A_T \cdot \sigma_{NA_p} \sim A_T^1,$$

где $\langle n_p \rangle = \frac{A_T \cdot \sigma_{NA_p}}{\sigma_{A_p A_T}}$.

Тот факт, что в эксперименте A_T -зависимость быстрых пионов меньше, чем $A^{0,75}$, а медленных - больше, чем A^1 , можно объяснить смягчением спектра в процессах перерассеяния, вероятность которых возрастает на тяжелых мишенях, а также недостаточной точностью определения величин $\langle y \rangle$ (см. дальше).

Провал в области быстроты $y \approx -1,3$ (см. рис. 5) объясняется, видимо, большим сечением взаимодействия πN в этой области, приводящим к смягчению быстрого спектра пионов и к появлению, в частности, пика при $\alpha \approx 1,5$ на рис. 4.

Рис. 5 показывает, что в области $y \leq 0$ величина параметра α имеет сходное значение как для кумулятивных, так и для некумулятивных пионов.

Рассмотренные выше результаты сравнивались с имеющимися модельными расчетами. Сравнение с дубненской версией каскадной модели, расчеты которой имелись для всех проведенных анализов, показало неплохое согласие, хотя имеется превышение величин множественностей пионов, рожденных на тяжелых мишенях, значений поперечных импульсов и некоторые другие расхождения. Характеристики пионообразования, предсказываемые термодинамической моделью: изотропность угловых распределений пионов, большой p_T - не подтвердились в эксперименте. Предсказание кваркпартонной модели, относящееся к A -зависимости быстрых пионов, вылетающих вперед, подтвержденное нашим экспериментом, не является критичным для модели, так как тот же эффект получается и в расчетах каскадной модели.

В третьей главе исследуются характеристики кумулятивных протонов и дейтронов, вылетающих в заднюю полусферу взаимодействия в л.с. Показано, что сечение выхода G для кумулятивных протонов с импульсом $p \geq 0,34$ ГэВ/с и углом вылета $\theta > 120^\circ$ можно описать функцией, факторизующейся по A_p и A_T : $G(A_p, A_T) \sim A_p^{0,6 \pm 0,1} \cdot A_T^{1,4 \pm 0,1}$. Сравнение этих результатов с данными едрон-ядерных экспериментов, а также с исследованием A_p -зависимости в ядро-ядерном эксперименте при меньшей начальной энергии, $E_0 = 2,1$ ГэВ/нуклон, показало совпадение результатов.

Показано, что инклюзивная множественность кумулятивных протонов $\langle n_p \rangle$ пропорциональна числу провзаимодействовавших протонов мишени (см. рис. 6) и, следовательно, их A -зависимости одинаковы.

На рис. 6 видно также, что распределение $\langle n_p \rangle$ в зависимости от расчетного значения $\langle y_T \rangle$ (на вставке) одно и то же для разных A_p и триггеров, но зависит от ядра-мишени A_T . Распределение $\langle n_p \rangle$ как функции экспериментально определенного значения числа выбитых протонов Q_T одинаково также и для всех A_T .

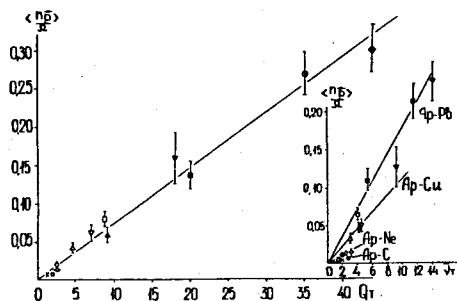


Рис. 6. Зависимость средней множественности кумулятивных протонов от экспериментального числа выбитых протонов Q_T . На вставке - зависимость от расчетного числа взаимодействовавших протонов ν_T . Точки: \circ, \bullet - HeC (неупр. и центр.); \diamond, \blacklozenge - HeNe (неупр. и центр.); \times - CC (неупр.); \blacklozenge - CNe (неупр.); $\triangle, \blacktriangle$ - HeCu (неупр. и центр.); $\nabla, \blacktriangledown$ - CCu (неупр. и центр.); \square, \blacksquare - HePb (неупр. и центр.); \circ - CPb (центр.); \blacklozenge - OPb (центр.).

Это, видимо, объясняется тем, что формула для $\langle \nu_T \rangle$ не учитывает "рассыпания" нуклонов снаряде в поперечной плоскости в результате взаимодействий с мишенью, а также вторичных взаимодействий рожденных частиц и дает в результате заниженную величину, особенно при тяжелых мишенях.

Были изучены параметры наклонов T_0 импульсных спектров кумулятивных барионов при описании их экспоненциальной зависимостью

$$E \frac{dG}{dT} \sim G \exp \frac{T}{T_0}.$$

Найдено, что T_0 для протонов и дейтронов одинаковы. T_0 различается в случаях взаимодействия на легких (C, Ne) и на тяжелых (с, Pb) мишенях. Наши результаты совпадают с результатами ряда электронных экспериментов, хотя оценки T_0 , полученные на легких мишенях в разных экспериментах, противоречивы и требуют уточнения.

Ряд наших результатов противоречит утверждениям экспериментальной гипотезы ядерного скейлинга: что наклоны T_0 одинаковы при взаимодействии на всех мишенях; что A-зависимость кумулятивных протонов "аномальна"; что вид функции, которая описывает зависимость выходов кумулятивных протонов от A_T единым для всех нелетающих частиц образом, есть $f = G/G_{A_P A_T}$ (как показано нами на рис. 7, такой универсальной функцией является $f' = G/G_{N A_P}$).

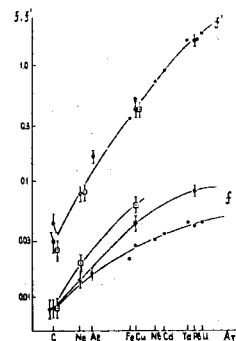


Рис. 7

Зависимость от ядра-мишени инклюзивного сечения рождения кумулятивных протонов G , нормированного на $G_{A_P A_T}$ (функция f) и на $G_{N A_P}$ (функция f'). Точки: \bullet - RA_T , \circ - HeA_T , \square - SA_T .

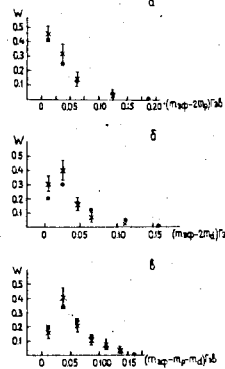
Расчеты в модели малонуклонных корреляций дают совпадающие с нашими данными вид зависимости выхода G от A_P и A_T , вид универсальной функции f' и одинаковую A_T -зависимость для кумулятивных протонов и всех взаимодействовавших протонов мишени.

Каскадная модель, в которой рождение кумулятивных барионов обусловлено механизмами многократных неупругих перерассеяний нуклонов, поглощения пиона парой нуклонов и предравновесным распадом возбужденного ядра-остатка, также в общем правильно описывает A-зависимость их выхода и форму спектров на тяжелых мишенях. T_0 при рождении на легких ядрах не совпадает с экспериментом.

В четвертой главе приведен анализ ассоциативного рождения частиц в ядро-ядерных столкновениях. Рассмотрено совместное рождение кумулятивных протонов (p) и дейтронов (d), вылетающих назад. Показано, что распределения по множественности как p , так и d описываются распределением Пуассона, что множественность p не зависит от числа d , что распределение по эффективной массе двух частиц ($2p$, $2d$ и pd) может быть описано фоном, построенным из пар частиц, взятых из разных звезд (см. рис. 8).

Рис. 8

Распределение по эффективной массе двух кумулятивных частиц: а) два протона, б) два дейтрона, в) один протон и один дейтрон. \times - эксперимент, \circ - фон, полученный для двух частиц из разных звезд.



Эти и некоторые другие анализы показывают, что в пределах точностей нашего эксперимента как протоны, так и дейтроны образуются независимо друг от друга.

Обнаружена связь между множественностями и кинематическими характеристиками пионов, с одной стороны, и числом кумулятивных барионов, с другой. В то же время зависимость от импульса кумулятивных барионов отсутствует. Характеристики пионов в событиях с кумулятивными барионами (при взаимодействии на тяжелых ядрах Cu и Pb) близки к характеристикам пионов в центральных взаимодействиях.

Это наблюдение легко понять, если учесть обсуждавшуюся выше пропорциональность числа кумулятивных протонов числу всех взаимодействовавших протонов мишени. Из этого следует, что, выделяя события с кумулятивными нуклонами, мы выделяем преимущественно центральные столкновения ядер.

Все особенности ассоциативного рождения пионов и кумулятивных барионов удовлетворительно рассчитываются в каскадной модели.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы диссертации:

1. Разработана методика просмотра, измерения и обсчета событий, идентификация частиц и введение поправок. Измерены импульсы и углы вылета π^- -мезонов, кумулятивных протонов и дейтронов в неупругих и центральных взаимодействиях для 14 пар сталкивающихся ядер (15000 событий).

2. Спектры и инклюзивные сечения выхода π^- -мезонов качественно согласуются с простой моделью независимых нуклон-нуклонных взаимодействий и совпадают с предсказаниями каскадной модели, включающей кроме адрон-адронных взаимодействий такие процессы, как рождение и распад Δ -изобары, поглощение пионов парой нуклонов. Нет совпадения с расчетами термодинамической модели, основанными на представлении о полной остановке и термализации вещества.

A_T -зависимость инклюзивных сечений в разных областях кинематических переменных меняется от $A_T^{0,5}$ до $A_T^{1,5}$. Характер этой зависимости для пионов с быстротой, равной или меньшей скорости мишени, не отличается от A_T -зависимости кумулятивных пионов, вылетающих назад.

3. A_T -зависимость выхода кумулятивных протонов из ядра мишени совпадает с A_T -зависимостью выхода всех протонов из мишени. Такая же зависимость получена как в расчетах модели малонуклонных корреляций, так и в каскадной модели. Характеристики импульсных спектров и A -зависимостей выхода кумулятивных протонов противоречат ряду утверждений гипотезы ядерного скейлинга.

4. Не обнаружено корреляций между характеристиками π^- -мезонов, кумулятивных протонов и дейтронов, кроме тривиальных, связанных с тем, что все они зависят от степени центральности соударения ядер.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. A.U.Abdurakimov, V.D.Aksinenko, M.Kh.Anikina et al. JINR, Dubna, E1-12730, 1979.
2. A.U.Abdurakimov, M.Kh.Anikina, V.S.Butsev et al. Nucl. Phys., A362, 1981, 376.
3. M.Anikina, A.Abdurakimov, V.Aksinenko et al. JINR, Dubna, E1-84-785, 1984.
4. Аникина М.Х., Варденга Г.Л., Гездзицкий М. и др. ЯФ, 40, 1984, 489.
5. Аникина М.Х., Варденга Г.Л., Гездзицкий М. и др. Сообщения ОИЯИ, 1984, I-84-147, Дубна.
6. Аникина М.Х., Варденга Г.Л., Гездзицкий М. и др. ЯФ, 41, 1985, 711.
7. M.Anikina, A.Golokhvastov, K.Iovchev et al. Phys. Rev. C, 33, 1986, 895.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 октября 1987 года.