



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б-20

1-99-201

На правах рукописи
УДК 539.171.1

БАЛДИН
Антон Александрович

**МЕТОДЫ ПОДОБИЯ
В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ
И ИХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА**

Специальность: 01.04.16 — физика ядра и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 1999

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий
Объединенного института ядерных исследований и
Институте ядерных исследований АН СССР

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор АЖГИРЕЙ
Леонид Степанович

доктор физико-математических наук, профессор БУРОВ
Валерий Васильевич

доктор физико-математических наук, профессор АДАМОМОВИЧ
Марат Иванович

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Институт теоретической и
экспериментальной физики (Москва)

Защита диссертации состоится " _____ " _____ г в " _____ " часов
на заседании диссертационного совета Д-047.01.02 в Лаборатории высоких
энергий Объединенного института ядерных исследований по адресу:
141980, г. Дубна Московской области, ЛВЭ ОИЯИ

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ

Автореферат разослан " _____ "

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физ.-мат. наук, профессор

М.Ф. Лихачев М.Ф. Лихачев

Общая характеристика работы

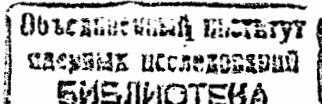
Актуальность проблемы. В последние годы существенно возрос интерес к проблемам и методам описания сильно возбужденной ядерной материи. Особое внимание в литературе уделяется проблемам хромоплазмы, состоящей из кварков и глюонов, как предельному асимптотическому состоянию ядерного вещества. Большой и все возрастающий интерес к релятивистской ядерной физике мотивирован надеждами на установление законов, описывающих релятивистские многочастичные системы. Изучение этих законов имеет большое значение для астрофизики, космологии, для понимания явлений, протекавших в момент Большого Взрыва. Установление таких законов важно также для создания систем электроядерной энергетики, которая в последние годы привлекла большое внимание энергетиков, специалистов в области реакторостроения, экологов. Для прикладных целей также важно накопление и количественное описание экспериментальных данных по взаимодействию релятивистских ионов с веществом.

В настоящее время признается, что квантовая хромодинамика (КХД), базирующаяся на принципах современной теории поля как составная часть Стандартной модели на ряду с моделью электрослабых взаимодействий, является основой теории сильных взаимодействий. КХД, трактующая адроны как составные объекты, содержащие фундаментальные составляющие - кварки и глюоны, должна, в принципе, описывать как асимптотические состояния, так и соответствующие фазовые переходы. Однако применение КХД к ядро-ядерным столкновениям, особенно в области, где как кварк-глюонные, так и нуклонные степени свободы играют существенную роль - затруднительно, а природа деконфайнмента и, соответственно, перехода обычной (нуклонной) ядерной материи в хромоплазму, пока не ясна.

Особый интерес вызывают реакции, идущие за пределами кинематики однонуклонных столкновений, при которых регистрируемая частица уносит импульс, принадлежащий группе нуклонов налетающего ядра или ядра мишени.

Уже в первых работах по релятивистской ядерной физике подчеркивалась важность изучения масштабной инвариантности (автомодельности) ядерных столкновений, которая интерпретировалась как свойство локальности адронных взаимодействий, позволяющее разрабатывать универсальные подходы к описанию разнообразных реакций.

Особенностью таких подходов является то, что некоторые параметры: нормировочные константы, функциональные зависимости от комбинаций, определяющих задачу параметров, вводятся в теоретическую модель из небольшого набора целенаправленных экспериментов с последующим обобщением на все многообразие реакций.



Применение в релятивистской ядерной физике методов подобия, симметрии решений и других методов, не опирающихся на лагранжев метод, позволяет конструировать модели (решения) исходя из первых принципов. Это позволяет не только количественно описать имеющиеся данные по разнообразным многочастичным ядерным реакциям, но и дать существенные предсказания для планируемых экспериментов при наивысших энергиях сооружаемых ядерных коллайдеров.

Отметим, что изучение переходной области энергий, исследование и формулировка общих закономерностей рождения частиц в реакциях, где кварк-глюонные степени свободы существенны, - наиболее актуальные задачи современной ядерной физики.

Цель работы состояла в экспериментальном и теоретическом исследовании подпороговых и кумулятивных процессов, а также реакций с пучками векторно-поляризованных дейтронов. Применение автоматического подхода для количественного описания инклюзивных реакций и множественного образования адронов.

Этим целям были подчинены следующие направления работы автора:

1. Построение модели описания подпороговых и кумулятивных процессов на основе автоматического, релятивистски-инвариантного подхода.
2. Применение модели к протон-ядерным и ядро-ядерным реакциям на основе полученных и имеющихся в литературе экспериментальных данных.
3. Предсказания на основе полученной модели сечений рождения различных адронов в планируемых экспериментах.
4. Описание образования антиматерии (антиядер, систем состоящих из антикварков) в релятивистских ядерных столкновениях.
5. Описание множественного рождения частиц на основе автоматического решения второго рода и применение принципа ослабления корреляций в пространстве 4-скоростей
6. Участие в создании и модернизации установки КАСПИЙ.
7. Проведение сеансов измерений, обработка и анализ экспериментальных данных по подпороговому и околопороговому рождению каонов и пионов в реакциях $p+C$, $d+C$ и $C+C$ в зависимости от энергии налетающих ядер.
8. Постановка и проведение эксперимента по изучению асимметрии рождения пионов, протонов и каонов в зависимости от энергии векторно-поляризованных дейтронов и импульса вторичных частиц.
9. Разработка научной программы и руководство созданием установки МАРУСЯ, расположенной на выведенных пучках ускорительного комплекса Синхрофазотрон-Нуклотрон.

Научная новизна и практическая ценность работы.

Проведены систематические экспериментальные исследования по рождению мезонов в зависимости от энергии и типа налетающих ядер в диапазоне энергий 2.5-8.1 ГэВ.

Впервые объединены подпороговые реакции при относительно невысоких энергиях, около 1 ГэВ/нуклон, с реакциями кумулятивного типа в рамках единого подхода, на основе автоматического решения.

Предложенная модель дает возможность делать количественные оценки выходов частиц в разнообразных подпороговых ядро-ядерных реакциях. Модель может использоваться для планирования экспериментов и создания пучков вторичных частиц.

Предложено автоматическое решение второго рода для описания множественного рождения частиц. Решение апробировано до наивысших существующих энергий 1.8 ТэВ.

Экспериментальные данные по отношениям сечений каонов и пионов полученные в условиях одного эксперимента, для разных реакций, имеют существенно меньшие систематические ошибки, что важно для построения теоретических моделей.

Предложен и проведен эксперимент по изучению асимметрии рождения пионов, каонов и протонов векторно поляризованными дейтронами.

Данные по рождению каонов могут быть использованы для создания каонных пучков на действующих ускорителях ядер.

Апробация работы и публикации. Результаты вошедшие в диссертацию докладывались автором на научных семинарах ИЯИ РАН; ИТЭФ (Москва); ЛВЭ, ЛЯП, БЛТФ, ОИЯИ ; на XI, XII, XIII Международных семинарах по релятивистской ядерной физике и квантовой хромодинамике (Дубна), на Международной конференции по ядерной динамике (Италия, 1990); обсуждались на Всесоюзных семинарах по программе исследований на мезонной фабрике ИЯИ (Звенигород), и содержатся в работах [1-15], опубликованных в кратких сообщениях ОИЯИ, журналах "Ядерная физика", "Nuclear Physics", "Nuovo Chimento", в материалах вышеупомянутых конференций.

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и приложения.

Автор защищает:

1. Разработку единого подхода для описания инклюзивных сечений рождения подпороговых, кумулятивных адронов и антиядер в протон-ядерных и ядро-ядерных реакциях, на основе автоматического решения.
2. Разработку автоматического подхода второго рода для описания множественного рождения адронов.
3. Участие в создании и модернизации установки КАСПИЙ. Моделирование магнитооптических систем установки, проведение измерений, обработка и анализ экспериментальных данных.
4. Экспериментально измеренные отношения сечений рождения K^-, K^+, π^-, π^+ - мезонов с импульсом 800 МэВ/с в зависимости от энергии налетающих ядер в диапазоне 2.5-8.1 ГэВ, в реакциях $p+C, d+C, C+C$.

5. Экспериментальное исследование асимметрии рождения пионов, каонов и протонов векторно-поляризованными дейтронами в зависимости от энергии налетающих ядер, импульса и типа регистрируемых частиц.

6. Планирование экспериментов на сооружаемой под руководством автора установке МАРУСЯ.

Содержание диссертации.

Во введении обосновывается актуальность исследования релятивистских ядерных столкновений в переходной области энергий от нуклонных к кварк-глюонным степеням свободы в ядрах. Отмечена специфика образования адронов в центральной области в сравнении с реакциями кумулятивного типа. Большой и всевозрастающий интерес к релятивистской ядерной физике мотивирован надеждами на установление законов, описывающих релятивистские многочастичные системы. Изучение этих законов имеет большое значение для астрофизики, космологии, для понимания явлений, протекавших в момент Большого Взрыва. Установление таких законов важно также для создания систем электроядерной энергетики, которая в последние годы привлекла большое внимание энергетиков, специалистов в области реакторостроения, экологов. Для прикладных целей также важно накопление экспериментальных данных по взаимодействию релятивистских ионов с веществом.

Описано релятивистское обобщение применимости понятия "элементарная частица", и представлена классификация ядерных систем в пространстве 4-скоростей.

Сформулирована цель работы.

В первой главе описана роль методов подобия и симметрии в современной физике, в определении математических моделей и структуры законов природы. Дано определение автомодельности как особой симметрии физической системы, состоящей в том, что изменение масштабов независимых переменных может быть скомпенсировано преобразованием подобия других динамических переменных.

Обнаружение сокращения числа переменных от которых зависит физический закон и означает обнаружение симметрии.

Отмечено, что принцип автомодельности в физике элементарных частиц впервые был сформулирован В.А.Матвеевым, Р.М.Мурадяном и А.Н.Тавхелидзе [1] для процессов глубоконеупругого взаимодействия лептонов с адронами в Бьеркиновском пределе $q^2 \approx v = 2pq \gg p^2 = m^2$ (m - масса адрона, p - его импульс, q^2 - квадрат передаваемого импульса от лептона к адрону). Структурная функция адрона $F(q^2, v)$ (квадрат амплитуды рассеяния) в соответствии с принципом автомодельности имеет общий вид

$$F(q^2, v) = (1/(q^2)^\alpha) f(v/q^2)$$

Однако в релятивистских ядерных столкновениях рождаются частицы как с большими, так и с малыми импульсами, поэтому условие бьеркеновского предела сильно суживает область применения идей автомодельности. На примере метода ренормгруппы (как одного из случаев автомодельного решения) показано, что симметрия лагранжианов должна быть дополнена симметрией решений.

Методы симметрии решений состоят в следующем:

1. Выделяются параметры, описывающие проблему - пространство определяющих параметров.
2. Усматривается, угадывается симметрия этого пространства и определяются соответствующие инварианты.
3. Законы природы рассматриваются как соотношения между инвариантами.

Здесь важно заметить, что описание многочастичных состояний релятивистской ядерной физики в терминах макроскопических переменных (температура, давление, плотность, энтропия и т.п.), противоречит важному принципу, который особенно подчеркивал Гейзенберг: *физические законы и утверждения должны выражаться только через наблюдаемые величины*. При изучении столкновений релятивистских ядер большинство из упомянутых макроскопических переменных *не являются наблюдаемыми*. Это означает, что инварианты надо строить из измеримых величин.

4. Используются дополнительные принципы: принцип ослабления корреляции, промежуточная асимптотика, гипотеза об аналитичности физических законов, локальная автомодельность.

Во второй главе обсуждается принцип ослабления корреляций в пространстве 4-скоростей. В данной главе описывается метод, в котором используется наибольшая часть доступной экспериментальной информации о множественных процессах. В статистической физике принцип ослабления корреляций был предложен Н.Н.Боголюбовым [2]. Принцип основан на интуитивной идее о том, что корреляция между пространственно отдаленными группами частиц макроскопической системы практически исчезает. В данной главе описывается метод, в котором используется наибольшая часть доступной экспериментальной информации о множественных процессах.

Релятивистски инвариантная классификация ядерных процессов в пространстве четырехмерных скоростей была предложена в работах [3,4]. Точками такого пространства являются четырехмерные скорости. Предполагается, что основными величинами, от которых зависят распределения вероятностей (сечений), являются параметры $b_{ik} = -(u_i - u_k)^2$, где $u_i = P_i/m_i$, u_i - векторы 4-скорости, m_i - массы, P_i - 4-импульсы. Индексы i, k принимают значения 1, 2, 3, 4, ..., а сами величины b_{ik} имеют смысл относительных расстояний в пространстве 4-скоростей. Рассматривая множественное рождение частиц в переменных b_{ik} , легко увидеть, что общее число всех b_{ik} превосходит число степеней свободы. На рис. 1 поясняется данное утверждение. Выберем базис из трех точек в пространстве относительных скоростей, например точки 1, 2, 3. Можно для определенности

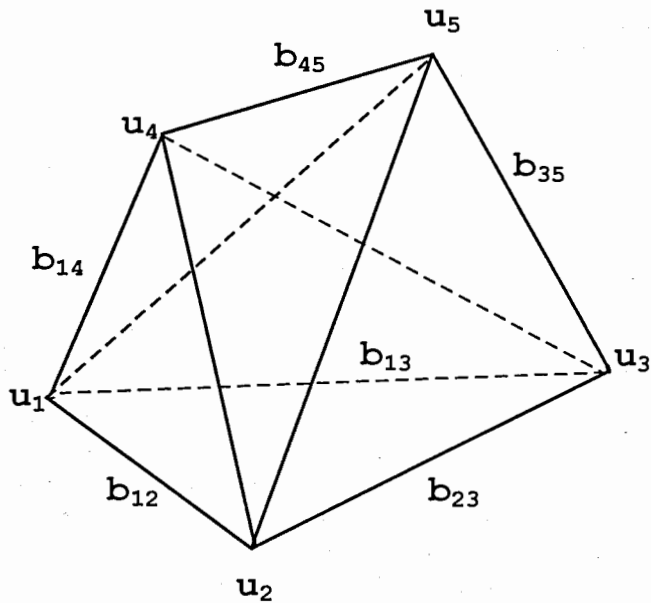


Рис.1

считать, что точки 1 и 2 соответствуют скоростям сталкивающихся объектов, а 3, 4, 5, ... соответствуют частицам, образованным в результате множественного рождения. Поскольку данное рассмотрение релятивистски - инвариантно, то не имеет значения, какие именно точки взяты за базис. Число степеней свободы для всей системы из N частиц определяется соответственно $(3N-6)$ величинами. Шесть чисел определяют положение и ориентацию системы как целого (например, 3 координаты и 3 угла). Число же переменных b_{ik} , как видно, равно $N(N-1)/2$, т.е. может значительно превышать число степеней свободы. Это означает, что полный набор переменных b_{ik} переопределен и его необходимо разделить на две группы, в одну из которых войдут $(3N-6)$ величин, полностью определяющих конфигурацию системы, а в другую - оставшиеся $N(N-1)/2 - (3N-6)$ величин. Последние (на рис.1 это b_{45}) можно выразить через первые $(3N-6)$ величин. В силу симметрии задачи разбиение на группы можно провести произвольно. При этом каждое разбиение определяет новую конфигурацию, что резко увеличивает количество информации о событии. Для установления связей между различными наборами b_{ik} логично применить триангуляцию в пространстве относительных скоростей. Для общего случая поверхностей треугольники должны быть криволинейными. Пространство, в котором проводятся экспериментальные измерения, трехмерно. При этом пространство скоростей соответствует трехмерному пространству Лобачевского. Простейшим элементом (симплексом) трехмерного пространства скоростей являются тетраэдры.

Вершинам тетраэдров соответствуют точки со скоростями u_i, u_j, u_k, \dots , а сторонам - соответствующие величины b_{ij}, b_{ik}, b_{jk} .

В диссертации приведены формулы для вычисления "переопределенных" b_{ik} . Переопределенность рассматриваемых систем - большое преимущество данного метода анализа множественных процессов.

Как было показано в работах [5,7], совокупность точек в пространстве скоростей образуют кластеры. Под кластерами понимается совокупность точек U_k в пространстве скоростей, средний интервал между которыми $b_{\alpha k} = -(V_\alpha - U_k)^2$ много меньше средних интервалов между центрами кластеров $b_{\alpha\beta} = -(V_\alpha - V_\beta)^2$.

$$V_\alpha = \frac{\sum U_k^\alpha}{\sqrt{(\sum U_k^\alpha)^2}}, \quad V_\beta = \frac{\sum U_j^\beta}{\sqrt{(\sum U_j^\beta)^2}} \dots$$

Объединение принципа ослабления корреляции с принципом автомодельности второго рода [4] позволило предложить метод анализа, с помощью которого были обнаружены простые и универсальные закономерности множественного рождения частиц. С математической точки зрения этот принцип состоит в дополнении принципов теории размерности и инвариантности определенными свойствами асимптотического поведения решений математической физики, распределений. В рассматриваемом случае при $b_{\alpha\beta} \rightarrow \infty$ он формулируется так:

$$W(b_{\alpha k}, b_{\alpha\beta}, b_{\beta k}) \rightarrow \frac{1}{b_{\alpha\beta}^n} W^\alpha \left(b_{\alpha\beta} \frac{b_{\beta k}}{b_{\alpha\beta}} \right)$$

$$\frac{b_{\beta k}}{b_{\alpha\beta}} \rightarrow x_k$$

x_k - переменная светового конуса. Закон справедлив с определенной точностью и в определенных пределах изменения $b_{\alpha\beta}$. В механике сплошных сред он носит название *промежуточной асимптотики*. Величина $W^\alpha = b_{\alpha\beta}^n \cdot W$ при фиксированных $b_{\alpha k}$ и x_k (параметрах подобия) остается неизменной при изменении всех остальных параметров, включая $b_{\alpha\beta}$, подобной самой себе (автомодельной).

Используя теорию подобия, принцип ослабления корреляций для двух кластеров в адронной физике формулируется в виде следующей закономерности:

$$W(b_{\alpha i}, b_{\alpha k}, b_{\alpha j}, b_{\beta k}, b_{\beta j}) = \frac{1}{b_{\alpha\beta}^n} \cdot W^\alpha \left(b_{\alpha k} \frac{b_{\beta k}}{b_{\alpha\beta}} \right) \cdot W^\beta \left(b_{\beta j} \frac{b_{\alpha j}}{b_{\alpha\beta}} \right)$$

Анализ экспериментальных данных по множественным процессам в разных реакциях на разных ускорителях [5] обнаружил универсальный

характер функций W^α, W^β, \dots , описывающих распределения частиц по двум инвариантным переменным $b_k = -(V_\alpha - U_k)^2$ и x_k :

Сопоставление данного метода выделения струй как кластеров в пространстве скоростей с существующими ранее неинвариантными методами позволило называть эти кластеры струями. Исходя из этого отождествления оказалось возможным проверить промежуточную асимптотику в коллайдерной области энергий. Распределение по массе двухструйной системы

$M^2 = (P_{jet}^\alpha + P_{jet}^\beta)^2$ измеренное экспериментально [6] показано на рис.2.

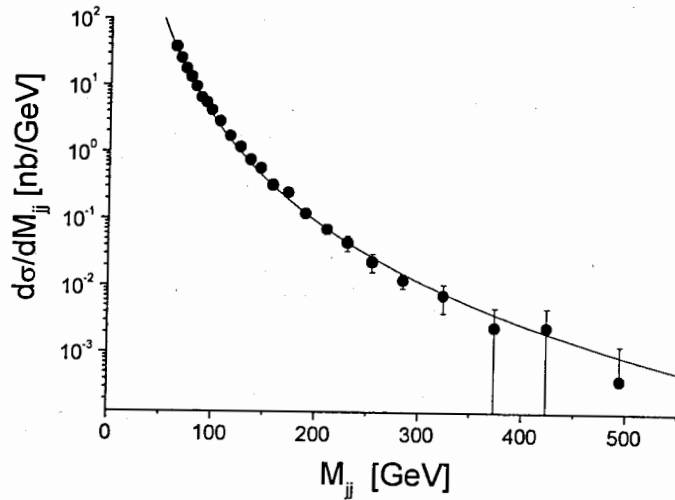


Рис.2.

Здесь P_{jet}^α и P_{jet}^β - 4-импульсы струй α и β , M - масса струи - кластера. Учитывая связь $M^2 = m^2 b_{\alpha\beta}$, и, следовательно, $dN/MdM = const/M^{2n}$ из распределения по M нетрудно получить показатель n . На том же рис.2 изображена кривая, соответствующая показателю $n=3$.

Например, для эксперимента ALICE в ЦЕРНе, на пучках коллайдера LHC, обсуждается вопрос об одновременной регистрации до 8000 вторичных частиц в одном взаимодействии релятивистских ядер. Однако нет необходимости изучать все параметры множественного рождения. Достаточно проверить, что локальные свойства этих распределений не зависят от энергии столкновения ядер и совпадают с изученными ранее на пузырьковых камерах [7].

Универсальность функций W^α, W^β, \dots во всем фазовом пространстве позволяет говорить о локальной автомодельности распределений частиц в пространстве скоростей. Принципы симметрии решений, предельно упрощают картину ультрарелятивистских ядерных столкновений: все

пространство покрыто универсальными кластерами, расстояния между которыми $b_{\alpha\beta}$ удовлетворяют промежуточной асимптотике:

$$\frac{dN}{db_{\alpha\beta}} = \frac{A}{b_{\alpha\beta}^n}$$

Параметр n , измеренный в широкой области изменения $20 < b_{\alpha\beta} < 10^5$, оказался равным 3 с точностью, лучшей 10%.

В главе 3 рассмотрено автомодельное описание инклюзивных спектров вторичных адронов при взаимодействии релятивистских ядер. Множественное рождение частиц осложнено специфическими ядерными процессами, и описание их в подавляющем большинстве работ основано на инклюзивном подходе. В этой связи далеко не всегда удается разделить различные механизмы, определить, в каких случаях преобладают нуклонные, а в каких - кварк-глюонные степени свободы. Постановка задач об изучении инклюзивных спектров была сформулирована А.А.Логуновым с сотрудниками [8], ими же были получены следствия, вытекающие из общих принципов квантовой теории поля для таких спектров. Принципиальная неполнота инклюзивного подхода для описания огромного объема информации, которую получают на современных экспериментальных установках, требует разработки более общих подходов.

В 1971 году была выдвинута идея [9] о том, что, начиная с некоторой критической энергии, ядро можно рассматривать как сплошную среду, в которой кварки, относящиеся к различным нуклонам, обобщаются. В этой же работе были сделаны оценки вероятностей обобществления кварков группой нуклонов и предсказаны эффекты, лежащие за пределами протон-нейтронной модели ядра.

Экспериментальные исследования на дубненском Синхрофазотроне, ускорителе ИТЭФ, а также на серпуховском ускорителе автомодельных свойств спектров вторичных частиц подтвердили указанные закономерности и предсказания.

Отметим, что все основные свойства кумулятивного образования частиц были получены в основном советскими физиками.

Особое значение приобрело обнаружение раннего выхода сечений релятивистских ядерных столкновений на асимптотический режим при $b_{I\perp} \geq 5$, что соответствует энергии релятивистских ядер 3,5 А ГэВ. Переходный режим и ранний выход на асимптотику был подтвержден группой Ли Шредера [10] (Беркли, США).

Был введен параметр «кумулятивное число». Кумулятивный эффект определялся как образование частиц в кинематической области:

$$(U_I U_{II}) > (U_I U_{II}) \gg 1, \\ x_I \geq \frac{m_1}{m_0} \cdot \frac{(U_I U_{II})}{(U_I U_{II})} = \frac{m_1}{m_0} \cdot x_1 \geq 1,$$

x_I - переменная светового конуса.

X_1 - имеет смысл эффективного числа нуклонов ядра I, участвующих в реакции.

Кумулятивный эффект был изучен в области $0.5 < X < 3.5$ и в широком диапазоне $b_{I\Pi}$. Это было первым убедительным подтверждением автомодельности ядерных столкновений и принципа ослабления корреляций в пространстве относительных скоростей.

С помощью одного числового параметра удалось описать сложное многопараметрическое явление.

Первым применением промежуточной асимптотики в пространстве скоростей в нуклонной физике было использование полюсного приближения [11] для описания фрагментационных процессов. Под фрагментационными понимаются такие процессы, когда регистрируется осколок ядра 1 при столкновении ядер I и II при условиях: $b_{I\Pi} \geq 1$, $0,3 \geq b_{I1} \geq 0$, $0,3 \geq b_{II1} \geq 0$.

Сечения таких процессов описываются автомодельным решением

$$\frac{1}{\sqrt{b_{II1} + \frac{b_{II1}^2}{4}}} \cdot \frac{d\sigma}{db_{II1}} = \frac{1}{(b_{II1} + \alpha_{II1})^2} \cdot C, \quad (1)$$

где $\alpha_{II1} = \frac{2\varepsilon_{II1}(m_{II} - m_1)}{m_{II}m_1}$, m_{II}, m_1 - массы ядер, ε_{II1} - энергия связи фрагмента 1 в ядре II, C - константа. Для всех фрагментационных ядерных процессов величина $\alpha_{II1} \approx 10^{-2}$. Ее малость обусловлена малостью энергии связи, приходящейся на нуклон, по сравнению с массой самого нуклона. Закономерности (1) можно придать явный вид промежуточной асимптотики:

$$\frac{\frac{1}{\sqrt{b_{II1} + \frac{b_{II1}^2}{4}}} \cdot \frac{d\sigma}{db_{II1}} (\Pi)}{\frac{1}{\sqrt{b_{II1} + \frac{b_{II1}^2}{4}}} \cdot \frac{d\sigma}{db_{II1}} (\Pi = 0)} = \frac{1}{(\Pi + 1)^2};$$

Зависимость от $b_{I\Pi}$, от атомных номеров A_I, A_{II} и от энергии связи ε_{II1} свелась к универсальной зависимости от одного параметра $\Pi = \frac{b_{II1}}{\alpha_{II1}}$.

Предложенное автором обобщение описанных выше закономерностей связано со снятием ограничений на область их применимости. Введение обобщенного параметра подобия [12] позволяет рассматривать кумулятивный эффект как частный случай процессов многочастичных взаимодействий, включая глубокоподпороговые, околопороговые и некоторые надпороговые ядерные процессы. Это же обобщение позволяет дать количественное описание образования антиматерии в релятивистских ядерных столкновениях.

Впервые аналогичный параметр был использован для описания кумулятивных реакций и реакций с большими поперечными импульсами

В.С.Ставинским [13]. По мнению автора настоящей диссертации, два указанных выше типа процессов не могут быть описаны единым образом без введения значительного числа подгоночных параметров.

Общий вид автомодельного решения для инклюзивных процессов адронобразования записывается через измеримые параметры в виде [12]:

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = C_1 A_1^\alpha (x_1) A_2^\alpha (x_2) f(\Pi) \quad (2)$$

здесь C_1 - константа, определяющая размерность инвариантного дифференциального сечения, A - атомные номера сталкивающихся ядер, α и f - функции, определяемые из эксперимента. Обобщенный параметр подобия имеет вид

$$\Pi = \frac{1}{2} (X_1^2 + X_2^2 + 2X_1X_2\gamma_{12})^{1/2}, \quad (3)$$

здесь $\gamma_{ij} = u_i u_j = P_i P_j / M_i M_j$ - лоренц-факторы относительного движения сталкивающихся ядер; X_1 и X_2 имеют физический смысл долей 4-импульсов, необходимых для образования регистрируемой частицы, а также эффективного числа нуклонов, участвующих в реакции.

Импульс эффективного числа нуклонов в ядре I, принимающих участие в реакции, имеет вид $X_1 \cdot m_0 u_1$, где u_1 - скорость ядра I как целого, m_0 - масса одного нуклона. Величины X_1 и X_2 становятся измеримыми, если принять гипотезу о минимальности массы $m_0^2 (u_1 X_1 + u_2 X_2)^2$ и учесть закон сохранения 4-импульса, записанный в виде: $m_0 (u_1 X_1 + u_2 X_2) = \sum P_i$. Таким образом, процедура определения X_1 и X_2 , а, следовательно, и Π состоит в определении минимума Π на основе законов сохранения энергии-импульса, записанного в виде:

$$(X_1 m_0 u_1 + X_2 m_0 u_2 - M_3 u_3)^2 = (X_1 m_0 u_1' + X_2 m_0 u_2' + \sum_{k=4} M_k u_k)^2 \quad (4)$$

Единственная гипотеза - возможность пренебречь относительным движением всех остальных *нерегистрируемых* частиц, а именно членом $2 \sum_{k>1} (\gamma_{ik} - 1) M_k M_l$ в правой части уравнения (4). Данная гипотеза хорошо согласуется с принципом ослабления корреляции и экспериментально подтвержденными свойствами распределения вторичных частиц, описанных в главе 2.

Связь между X_1 и X_2 удобно записать в релятивистски-инвариантном и безразмерном виде:

$$X_1 X_2 (\gamma_{12} - 1) - X_1 \left(\frac{M_3 \gamma_{13} + M_4}{M_p} \right) - X_2 \left(\frac{M_3 \gamma_{23} + M_4}{M_p} \right) = \frac{M_4^2 - M_3^2}{2M_p} \quad (5)$$

Анализ экспериментальных данных показал [14], что функция α хорошо параметризуется в виде: $\alpha=1/3+X/3$, где $X = X_1$ и X_2 соответственно.

Следует отметить, что в правую часть уравнения (5) входят массы частиц, обеспечивающие сохранение барионного числа, странности и других «внутренних» квантовых чисел. В случае инклюзивного образования антиматерии правая часть (5) равна нулю.

На рис.3 показана зависимость сечений кумулятивного образования пионов от параметра подобия Π . Экспериментальные данные [15,16] нормированы на вычисленные в соответствии с вышеуказанной процедурой A-зависимости. Таким образом, зависимость от энергии столкновения, импульса и угла вылета регистрируемой частицы сводится к зависимости от одной переменной - параметра подобия Π .

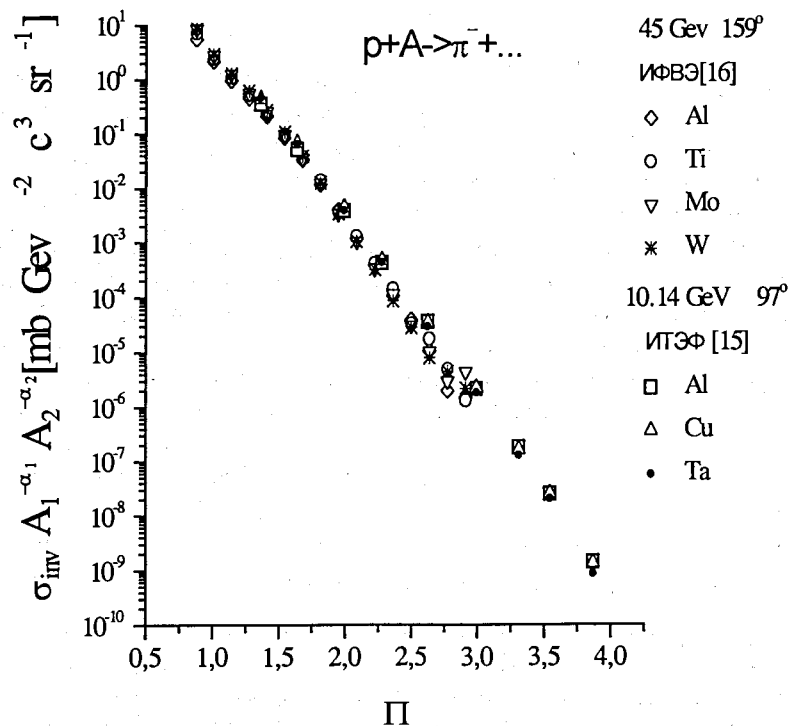


Рис.3

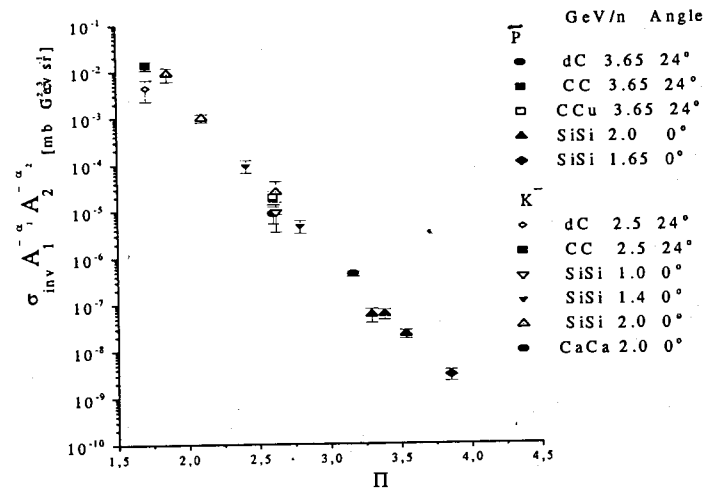


Рис.4.

На рис. 4, 5 показаны зависимости образования частиц антиматерии в глубокоподпороговых и околопороговых реакциях [17,18,20-22] в зависимости от параметра подобия Π .

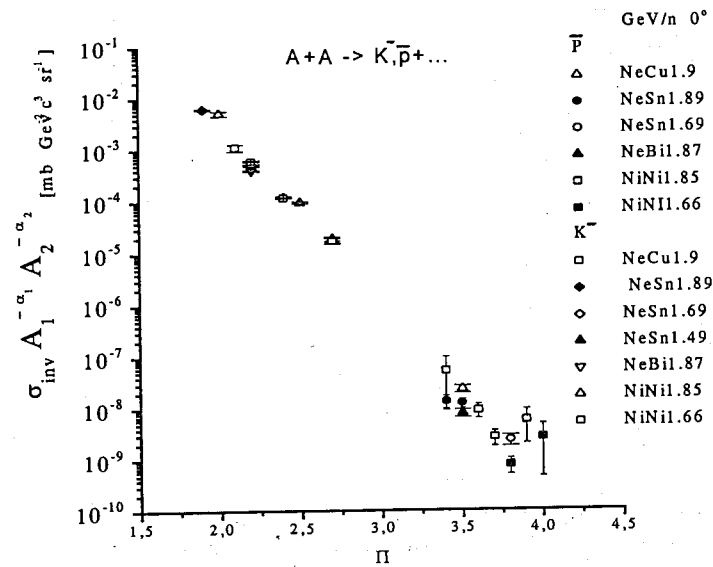


Рис.5

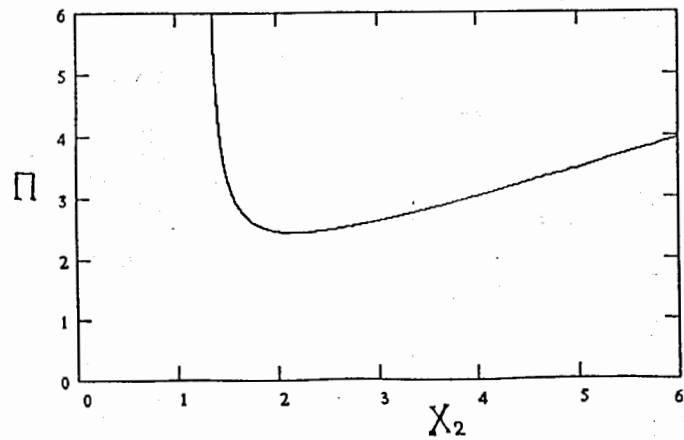
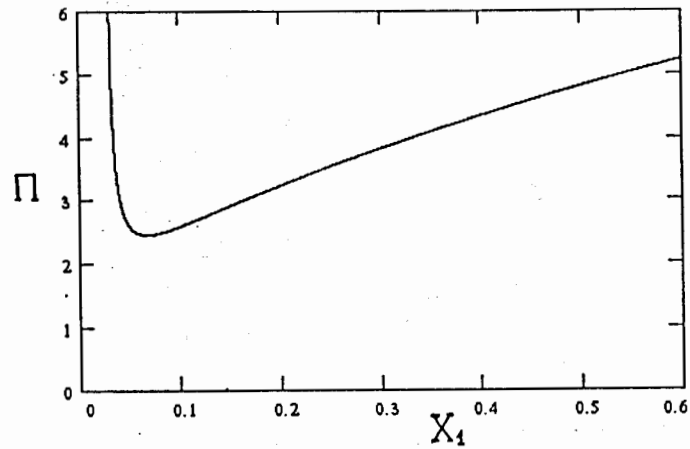


Рис.6

Зависимость параметра подобия Π от X_1 (верхний рисунок) и X_2 (нижний рисунок) для случая кумулятивной кинематики.

Таким реакциям логично присвоить термин “дважды-кумулятивные” поскольку для рождения таких частиц необходимо участие во взаимодействии более одного нуклона от каждого из ядер.

Анализ экспериментальных данных, полученных на разных ускорителях, в различных кинематических постановках экспериментов позволяет записать явный, количественный вид автомодельного решения:

$$E \frac{d^3 \sigma}{d^3 p} = C_1 A_1^{1_3 + X_1} A_2^{1_3 + X_2} \exp(-\Pi C_2) \quad (6)$$

и определить универсальные константы C_1 и C_2 . $C_2 = 0,125 \pm 0,002$ и $C_1 = 19000 [\text{мбарн ГэВ}^{-2} \text{с}^3 \text{страд}^{-1}]$.

В работах по исследованию кумулятивного эффекта [13,15,16] отмечалась несимметричная A -зависимость от налетающего ядра и ядра мишени. Экспериментально была показана слабая (переферическая) зависимость от налетающего ядра и резко усиленная от ядра мишени в случае исследования области фрагментации мишени. Для примера на рис.6 показаны зависимости параметра, определенного формулой (3), как функции X_1 и X_2 для случая кумулятивного (180° в лабораторной системе) рождения K^- с импульсом 1 ГэВ/с при энергии налетающих протонов 60 ГэВ . Из рис.6 видно, что минимум параметра подобия Π реализуется, когда $X_1 \ll X_2$. В случае подпороговых реакций, представленных на рис.4,5, $X_1 \approx X_2$, при этом оба X больше единицы, что и обеспечивает резко усиленные A -зависимости как от налетающего ядра, так и от ядра мишени.

Первые эксперименты, в которых было обнаружено, что сечение образования антипротонов в ядро-ядерных взаимодействиях на порядки величин больше, чем в протон-ядерных (в условиях одинаковой кинематики), были выполнены на пучках дубненского Синхрофазотрона при участии автора [18].

Параметр Π зависит также от лоренц-фактора относительного движения сталкивающихся ядер. Следовательно, наблюдение усиленных ядерных эффектов при высоких энергиях маловероятно, т.е. соответствует малым сечениям согласно формуле (6).

На рис.7 показаны экспериментальные данные [23] по образованию $p, d, t, \bar{p}, \bar{d}, \bar{t}$ в протон-ядерных реакциях при энергиях 200 и 240 ГэВ в зависимости от параметра подобия Π . Различие в вычислениях Π для ядер и антиядер заключается в знаке M_4 (формула(6)). В случае образования антиядер знак у M_4 положительный, поскольку для рождения антиядра необходимо по крайней мере рождение такого же ядра.

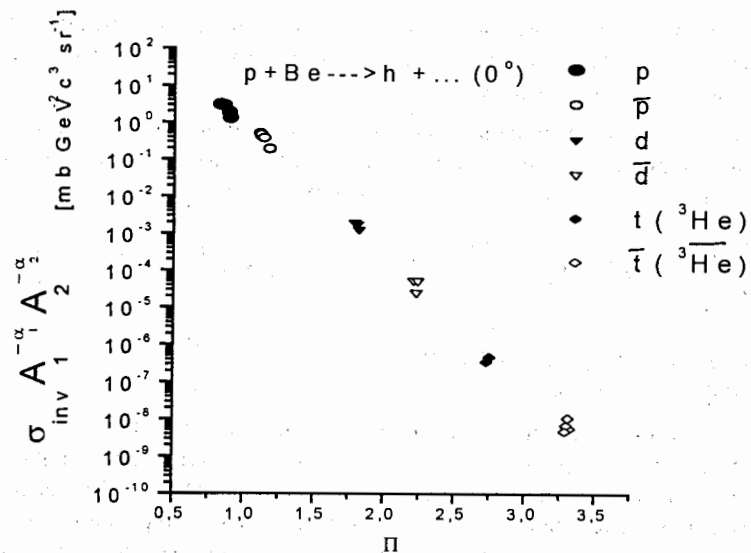


Рис.7.

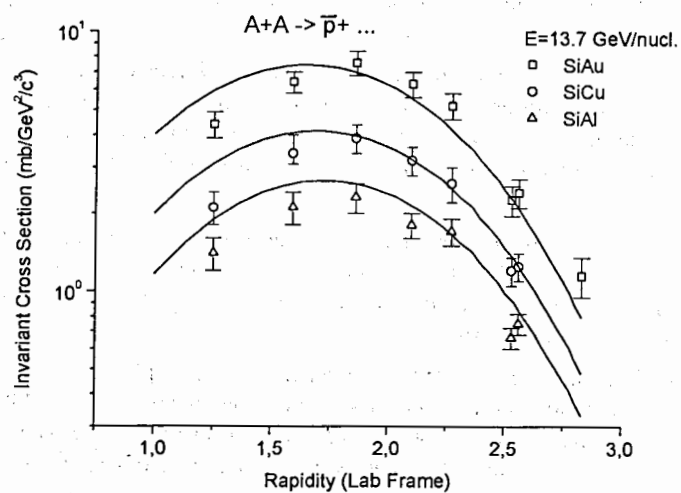


Рис.8.

На рис.8 представлены экспериментальные данные по рождению антипротонов при взаимодействии релятивистских ядер с кинетической энергией 13,7 ГэВ/нуклон [20] и расчет по формуле (6). Данные представлены в виде зависимости инвариантных дифференциальных сечений от продольной быстроты. В этой же работе было измерено сечение образования антидейтронов в реакции Si+Au, которое согласуется с расчетом по формуле(6).

Принимая во внимание экспериментальные исследования, выполненные недавно в с пучками релятивистских ядер свинца при энергиях 160 ГэВ/нуклон, можно сделать предсказания об угловых и энергетических зависимостях сечений образования антипротонов и антидейтронов рис 9,10.

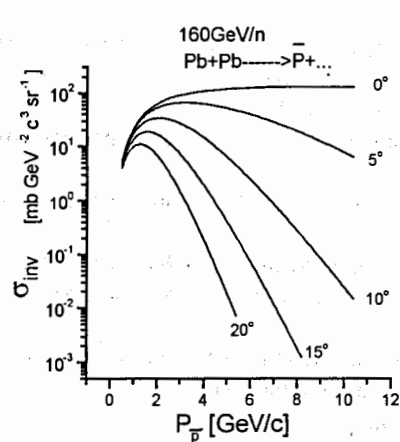


Рис.9

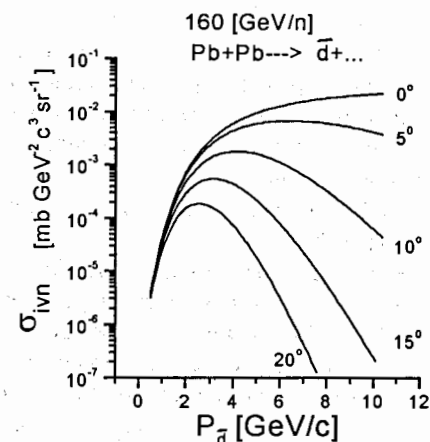


Рис.10.

В главе 4, состоящей из 5 подразделов представлено описание экспериментов по изучению подпороговых реакций. Данная глава содержит часть материала, вошедшего в кандидатскую диссертацию автора: "Исследование подпороговых и кумулятивных процессов в ядро-ядерных взаимодействиях". Здесь представлены особенности экспериментов проведенных на пучках Синхрофазотрона при непосредственном участии автора.

В подразделе 4.1 дано общее описание установки КАСПИЙ. КАСПИЙ ИЯИ РАН - это экспериментальная многоцелевая установка, предназначенная для изучения пион-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий, а также для создания и испытания различных типов детекторов на разнообразных пучках вторичных частиц. Установка располагалась на выведенном пучке ВПД Дубненского Синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ. Канал установки, предназначенный для формирования, анализа по импульсам, идентификации и транспортировки вторичного пучка на

исследуемую мишень (или исследуемый детектор), используется и как спектрометр различных каналов протон-ядерных и ядро-ядерных реакций. Поскольку в настоящей диссертации обсуждаются экспериментальные данные по ядро-ядерным взаимодействиям, полученные с использованием именно канала (7 "В"), в диссертации дается описание только этой части установки.

Схема установки приведена на Рис.11.

Магнитооптическая часть канала состоит из четырех квадрупольных линз МЛ17 и двух дипольных магнитов СП94 и СП40.

Максимально допустимые градиенты магнитного поля в линзах и поля в магнитах позволили проводить исследования с пучками вторичных частиц с импульсами до 1200 МэВ/с.

Вторичные частицы регистрировались под фиксированным углом 24° по отношению к первичному пучку.

Следует отметить, что конструкция канала оказалась удачной для изучения редких, глубокоподпороговых процессов. С одной стороны, магнитные линзы обеспечивают максимальный захват вторичных частиц, с другой стороны, два магнита надежно сепарируют изучаемый канал реакции от фоновых процессов.

Длина канала - 14.6 м, акцептанс - 9.8 мстерх%, при импульсном захвате 5%.

В подразделе 4.2. подробно описана процедура настройка магнитного канала. Расчет и настройка канала проводились по известным программам TRANSPORT и DECAY TURTLE.

Настройка канала проводилась методом фокальных коэффициентов. Для данного эксперимента получены следующие коэффициенты:

$$\Delta B_1/\Delta Z = -4.45 \text{ [%/M]}$$

$$\Delta B_2/\Delta Z = -10.76 \text{ [%/M]}$$

для первого дублета линз и:

$$\Delta B_3/\Delta Z = -3.02 \text{ [%/M]}$$

$$\Delta B_4/\Delta Z = -7.65 \text{ [%/M]}$$

для второго.

Достаточно большая величина фокальных коэффициентов показывает устойчивость рассчитанного режима.

Совместно с профессором А.В.Самойловым автором также были проведены расчеты транспортного канала ВП1 от выводного магнита до ловушки (126.4 м) для различных режимов работы с учетом рассеяния пучка на веществе (детекторы, воздух, окна ионопровода и т.п.), через которое проходит пучок. Данная работа, проведенная во взаимодействии со службами вывода пучка ЛВЭ, позволила улучшить фоновые условия в корпусе и качество фокусировки пучка на исследуемые мишени, расположенные в фокусе F4. Была разработана и опубликована [24] оригинальная методика контроля и управления магнитооптическими

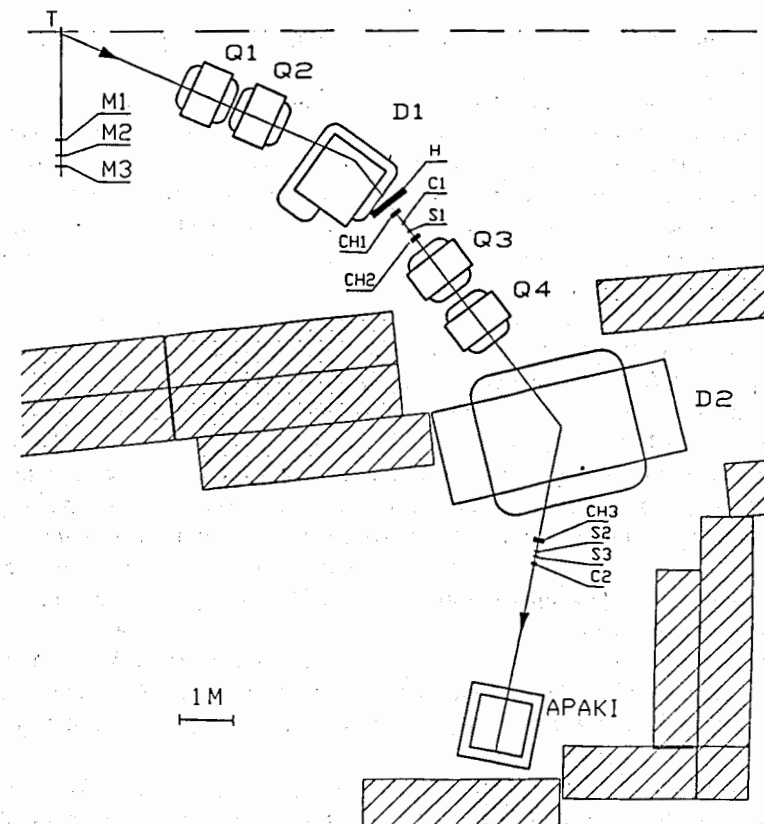


Рис.11.
Схема установки КАСПИИ.

- Q 1-4 - Квадрупольные магнитные линзы.
- D 1-2 - Дипольные магниты.
- M 1-3 - Сцинтилляционные счетчики монитора.
- S 1-3 - Время-пролетные сцинтилляционные счетчики.
- CH 1-3 - Пропорциональные камеры.
- C 1-2 - Черенковские счетчики.
- T - Механизм ввода вывода мишеней.
- АРАК1 - Анигиляционный детектор.
- Н - Сцинтилляционный годоскоп.

системами на основе статистических соотношений между координатами и углами частиц.

В подразделе 4.3. описана методика проведения эксперимента.

Для идентификации частиц и анализа их по импульсам канал был оснащен набором кассетных пропорциональных камер. Три сцинтилляционных счетчика использовались для измерения времени пролета и амплитудного анализа сигналов с каждого счетчика. Для подавления пионов и других быстрых частиц (электроны, мюоны) в канале размещались два пороговых черенковских счетчика из оргстекла.

В данном подразделе приведены характерные время-пролетные и амплитудные спектры, показывающие надежность идентификации частиц.

В подразделе 4.4. описана процедура обработки экспериментальных данных.

Анализ экспериментальных данных проводился по специально написанной программе на ЭВМ СМ4, а также на VAX с использованием системы PAW.

Сначала события отбирались по критерию обязательного срабатывания пяти из шести пропорциональных камер. Далее анализировались три двумерных зависимости времени пролета от амплитуды с каждого из время-пролетных счетчиков. Все зависимости имеют похожий вид (поскольку измерения проводились при фиксированном 800 МэВ/с импульсе) с надежным разделением каонов от пионов.

Зарегистрированные и отобранные события анализировались также по критерию принадлежности к фазовому объему пучка. Здесь использовалось свойство настройки канала - параллельность истинных треков в вертикальной плоскости.

Пионные спектры набирались отдельно на пониженной интенсивности первичного пучка с целью исключения ошибки, связанной с просчетами электроники в момент блокировки на время считывания.

Таким образом, экспериментально измерялись отношения числа пионов и каонов к счету монитора.

В подразделе 4.5. описана процедура определения сечений рождения мезонов по полученным экспериментальным данным.

По полученным данным вычислялись отношения инвариантных дифференциальных сечений K^-/π^- , K^+/π^+ , π^-/π^+ , K^-/K^+ путем введения поправок на распад, многократное рассеяние в мишени, на веществе детекторов, окнах ионопровода (работа [28]).

Акцептанс канала, а также поправки на многократное рассеяние и, соответственно, выбывание пионов и каонов из пучка были рассчитаны методом Монте-Карло.

Поправка, связанная с выбыванием частиц из-за многократного рассеяния на веществе детекторов, воздухе, фланцах ионопровода и исследуемой мишени, рассчитанная по программе DECAY TURTLE, для отношений каонов к пионам, составляет 1.37 ± 0.05 .

Поправка, связанная с поглощением первичного и вторичного пучка в мишени была проанализирована и в силу малости этой поправки для

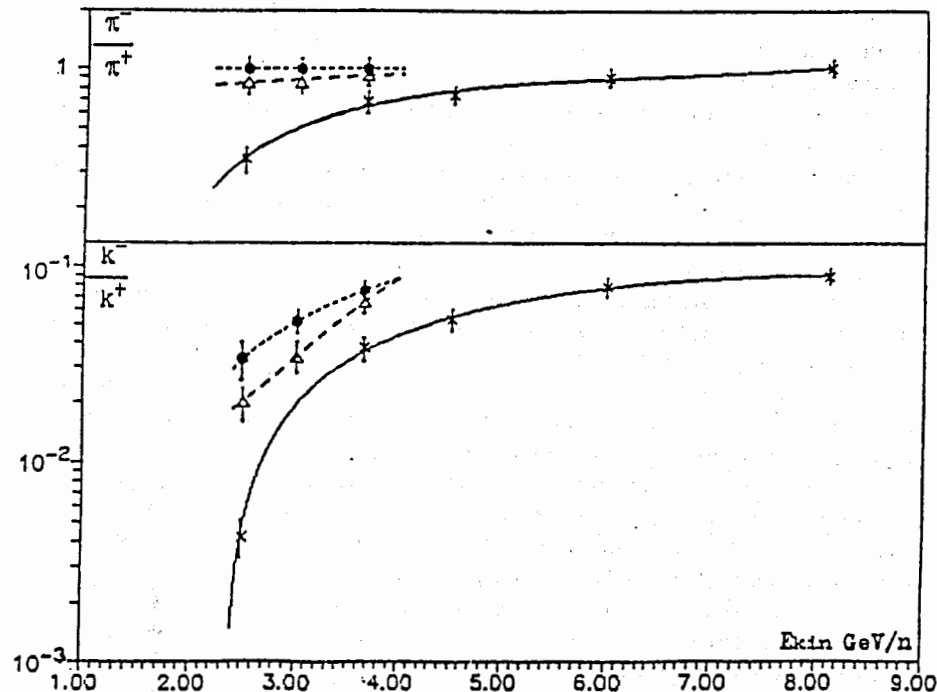


Рис.12.
Отношения инвариантных сечений рождения пионов и каонов с импульсом 800 МэВ/с в зависимости от энергии нелетающих ядер в реакциях: \times - p+C, Δ - d+C, \bullet - C+C.

отношений 800 МэВ/с каонов к пионам (менее 3%), в данной серии экспериментов не учитывалась.

Для отношений инвариантных сечений π^-/π^+ , K^-/K^+ все поправки компенсируются.

Расчеты примеси распадных мюонов в пионном спектре показали, что величина вклада мюонов в 800 МэВ/с спектре пионов менее 5%. Вклад в сечения, связанный с примесью мюонов и электронов для данных, представляемых в настоящей работе, не учитывался.

На Рис.12 приведены полученные отношения инвариантных сечений рождения каонов и пионов для различных реакций в зависимости от энергии налетающих ядер на нуклон.

В заключение следует отметить, что наиболее точно измеренными величинами в представляемой серии экспериментов являются отношения инвариантных сечений каонов и пионов.

Таким образом, получены экспериментальные данные по рождению каонов и пионов в переходной области энергий (от нуклонных к кварк-глюонным степеням свободы в ядрах) в зависимости от энергии и типа налетающих ядер (протоны, дейтроны, углерод).

Экспериментально показан асимптотический характер поведения сечений рождения каонов и пионов начиная с энергии ~ 4 ГэВ/нуклон, что свидетельствует об универсальном поведении сечений рождения частиц не зависимо от их типа в центральной области взаимодействия. Полученные данные дают возможность критического анализа теоретических моделей, описывающих подпороговые процессы мезообразования.

Полученные данные по инвариантным сечениям образования K^- -мезонов проанализированы в главе 3 в рамках автомодельного подхода.

В главе 5 описаны поляризационные эксперименты в релятивистских ядерных столкновениях и перспективы их продолжения.

Среди фундаментальных проблем современной ядерной физики и физики частиц особую важность имеют проблемы конфайнмента в сильных взаимодействиях, происхождение спина нуклона, структуры вакуума в квантовой хромодинамике. Решение этих проблем требует глубоких экспериментальных и теоретических исследований процессов, протекающих на расстояниях порядка радиуса конфайнмента, где доминируют непертурбативные эффекты.

Одним из наиболее перспективных направлений исследования является изучение подпороговых и кумулятивных процессов, в особенности с учетом направления поляризации сталкивающихся объектов.

Дополнительная и независимая информация о механизмах образования таких частиц может быть получена при изучении спин-зависимых характеристик взаимодействия. При включении спиновых и цветовых степеней свободы есть надежда более глубоко понять механизмы сильного взаимодействия.

Эксперименты по измерению асимметрий на пучках поляризованных протонов как в упругом (p-p)-рассеянии, так и в инклюзивных процессах показали, что поляризационные эффекты не вымирают с ростом переданного импульса. Сходное поведение наблюдается и для поляризации гиперонов в (p-p)- и (p-A)- взаимодействиях. Эти результаты дают веские основания считать методы пертурбативной КХД для описания механизмов весьма ограниченными. Данное обстоятельство указывает на необходимость постановки таких экспериментов, в которых эффекты, а следовательно и механизмы, были бы выражены наиболее ярко.

Таким образом, принципиально новой постановкой эксперимента является измерение векторной анализирующей способности в переходной области энергий от нуклонных степеней свободы в ядро-ядерных взаимодействиях к кварк-глюонным.

Принимая во внимание возможность образования флюктуонов в ядре, можно предположить, что изучение односпиновых асимметрий в кумулятивной и подпороговой областях может дать информацию о спиновой структуре таких образований.

В работе [25] для объяснения пионных асимметрий в (\uparrow p-p)- и (\uparrow p-A)- взаимодействиях использовался инстантонный механизм, на основе которого могут быть описаны поляризационные эффекты при больших X_F и P_{\perp} .

В настоящее время не существует законченной теории поляризационных явлений в адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействиях при промежуточных (начиная с 1-2 ГэВ/нуклон) и высоких энергиях, поэтому основным направлением развития теории является разработка механизмов, позволяющих получить хотя бы качественное описание имеющихся экспериментальных данных и предсказание в рамках таких моделей новых эффектов, позволяющих не только проверить предсказательную силу моделей, но и получить новые закономерности, необходимые для построения теории.

В связи с этим целенаправленное экспериментальное изучение асимметрий при рождении адронов векторно - поляризованными дейтронами в зависимости как от энергии налетающих ядер, так и от импульса и типа регистрируемых частиц представляется весьма актуальным.

Одним из возможных путей изучения механизма поляризации, связанного с нуклонными степенями свободы, является измерение односпиновых асимметрий на поляризованных пучках дейтронов в ЛВЭ ОИЯИ в реакции $\uparrow d+A \rightarrow \pi^{\pm}, K^{\pm}, p^{\pm} + X$.

Данное направление экспериментальных исследований на ускорительном комплексе ЛВЭ получило свое развитие в связи с вводом в эксплуатацию ионного криогенного источника ПОЛЯРИС.

В подразделе 5.1 описана методика измерений.

Измерения проводились на выведенном пучке векторно - поляризованных дейтронов синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ. В качестве спектрометра вторичных частиц использовался магнитный канал "7 В". Схема эксперимента представлена на Рис.13 Установка и контроль режимов работы магнитных

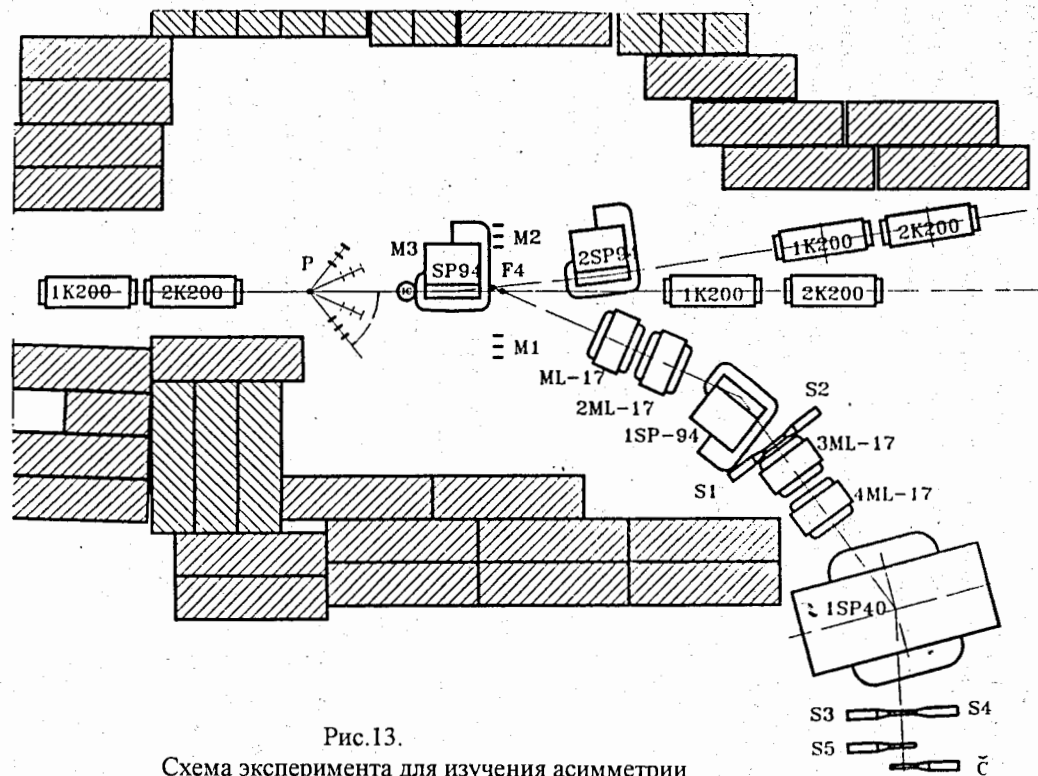


Рис.13.

Схема эксперимента для изучения асимметрии
 в реакциях: $\uparrow d + A \rightarrow \pi^{\pm}, K^{\pm}, p^{\pm} + \dots$

элементов осуществлялись по калиброванным датчикам Холла, расположенным непосредственно на полюсах магнитов и линз. Для контроля режима транспортировки пучка по каналу ВП1 на исследуемую мишень датчиками Холла были оснащены также полюса двух линз (1К200, 2К200). Показания всех датчиков Холла записывались с помощью системы контроля по каждому сбросу ускорителя.

Канал выделял вторичные заряженные частицы, рожденные под углом 24° , при импульсном захвате $\pm 5\%$. Поскольку эксперимент проводился параллельно с исследованиями на других установках и изменялся режим вывода пучка, акцептанс канала составлял 7 и 9.8 мср · % в зависимости от места расположения мишени в фокусе F4 выведенного пучка.

Для регистрации и идентификации частиц применялась методика измерения

времени пролета частиц через вторую часть спектрометра на базе 7м. В качестве детекторов частиц использовались три сцинтилляционных счетчика с размерами 18×20 см. Последний сцинтиллятор служил для выработки временной отметки "старт" и просматривался с одной стороны. Два других сцинтиллятора просматривались ФЭУ ХР2020 с двух сторон и вырабатывали четыре сигнала "стоп". Оценка времени пролета проводилась в режиме off-line по формуле компенсации временной задержки в длинных сцинтилляторах:

$$t = (t_1 + t_2) / 2 - (t_3 + t_4) / 2,$$

где t_1 и t_2 - времена пролета, измеренные первым счетчиком, а t_3 и t_4 - вторым. Со всех ФЭУ дополнительно снималась информация о величине амплитудного сигнала ΔE . Полученная после введения поправок величина временного разрешения $\sigma = \pm 300$ псек определяется в основном разбросом длин траекторий частиц в магнитооптическом спектрометре.

При измерении выходов K^+ -мезонов с импульсом 800 МэВ/с для подавления пионов использовался детектор черенковского излучения с радиатором из плексигласа.

В качестве исследуемой мишени использовался реакторный графит. Толщина мишени в большинстве измерений составляла 0.5 г/см^2 .

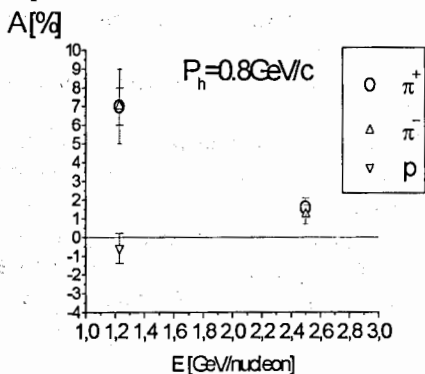
Измерение степени поляризации пучка традиционно проводится на базе установки АЛЬФА. В наших измерениях она составила $\sim 0.53\%$

В подразделе 5.2 описаны особенности мониторингирования пучка и обработки данных.

Особое внимание было уделено мониторингованию пучка на мишени. Для того, чтобы избежать возможных систематических ошибок измерений, была установлена система из трех мониторов. Два монитора М1 и М2, каждый из трех сцинтилляционных счетчиков, располагались симметрично слева и справа от мишени под углами, близкими к 90° . В качестве третьего монитора М3 использовалась газовая ионизационная камера, стоявшая в прямом пучке на расстоянии 2 метра перед мишенью.

В первую очередь проводилась селекция событий по сбросам на основании информации с мониторов. По результатам каждого измерения просматривалась зависимость интенсивности пучка МЗ от номера сброса. Области резкого изменения интенсивности забраковывались, поскольку связаны с изменением режимов работы ускорительного тракта или канала медленного вывода. События из таких сбросов не учитывались.

В подразделе 5.3 обсуждаются полученные экспериментальные результаты и перспективы дальнейших исследований.



На Рис.14 показаны результаты наших экспериментов. Наблюдается уменьшение величины асимметрии как с увеличением энергии налетающих дейтронов, так и с увеличением импульса вторичных частиц. Отметим, что полученные результаты надежно обеспечены статистически.

Следует заметить, что измеренные величины векторной анализирующей способности в данных реакциях не могут быть предсказаны или описаны в рамках существующих теоретических представлений.

Представляется важным продолжить изучение векторной анализирующей способности в зависимости от энергии налетающих дейтронов, импульса, угла образования и типа регистрируемых частиц. Проведенный эксперимент дал основу для планирования новых поляризационных экспериментов на создаваемой под руководством автора установке МАРУСЯ.

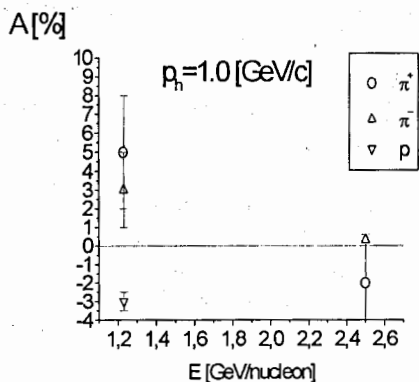


Рис.14.

Установка МАРУСЯ

В отличие от дорогостоящих установок с геометрией, близкой к 4- π , отличительной особенностью установки МАРУСЯ является использование

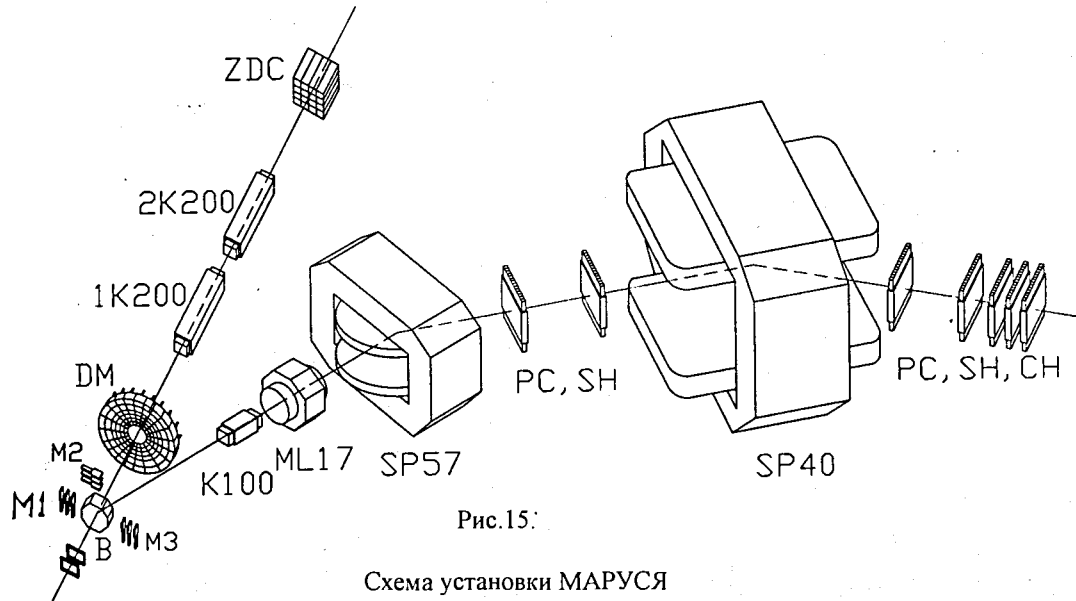


Рис.15:

Схема установки МАРУСЯ

- K100, ML17 - Квадрупольные магнитные линзы.
- SP57, SP40 - Дипольные магниты.
- M1-3 - Сцинтилляционные мониторы.
- SH - Время-пролетные сцинтилляционные годоскопы.
- PC - Пропорциональные камеры.
- CH - Черенковские счетчики.
- DM - Детектор множественности.
- ZDC - Калориметр нулевого угла.

светосильного магнитооптического спектрометра в сочетании с детектором множественности, способных работать с большими интенсивностями первичных пучков (до 10^{11} ядер/сек). Указанная особенность дает возможности: измерять малые сечения глубоко подпороговых процессов, получать статистически обеспеченные величины поляризационных характеристик исследуемых реакций, проводить эксперименты с пучками вторичных частиц.

Схема установки показана на Рис.15.

Планируется провести следующий набор физических измерений:

1. Сечения рождения дейтронов, протонов, каонов, пионов и ядерных фрагментов в зависимости от:

- типа налетающих ядер и ядер мишеней ($p - U$);
- энергии налетающих ядер 2-6 ГэВ/нуклон;
- импульса регистрируемых частиц 0.3-2.0 ГэВ/с;
- угла образования частиц $20-90^\circ$;
- направления поляризации налетающих частиц.

2. Провести вышеуказанные измерения с селекцией событий по множественности, степени центральности и выделением плоскости реакции.

Программа экспериментальных исследований построена на основе поэтапного увеличения детекторов и усложнения методики регистрации частиц. Физическое обоснование и математическое моделирование первоочередных экспериментов представлено в работах [26,27].

Расположение установки позволяет проводить эксперименты одновременно с работой всех других установок, предназначенных для исследования с выведенными пучками ускорительного комплекса ЛВЭ. Указанная особенность позволяет не только удешевить исследования, но и провести оригинальные постановки экспериментов. Такое сочетание одновременной работы установок позволяет изучать перечисленные выше реакции с точным измерением переданного импульса.

В настоящее время завершен первый этап создания установки МАРУСЯ, который позволяет провести первые эксперименты с выведенными пучками Нуклотрона.

Следует отметить, что имеющаяся биологическая защита позволяет работать с высокими интенсивностями пучков (до 10^{11}) и толстыми мишенями (до 50г/см^2). Это дает возможность проводить на установке МАРУСЯ прикладные исследования.

В заключении сформулированы основные результаты диссертационной работы:

1. Получены экспериментальные данные по рождению каонов и пионов в переходной области энергий (от нуклонных к кварк-глюонным степеням свободы в ядрах) в зависимости от энергии и типа налетающих ядер (протоны, дейтроны, углерод).
2. Экспериментально показан асимптотический характер поведения сечений рождения каонов и пионов начиная с энергии ~ 4 ГэВ/нуклон, что

свидетельствует об универсальном поведении сечений рождения частиц не зависимо от их типа. Полученные данные дают возможность критического анализа теоретических моделей, описывающих подпороговые процессы мезообразования.

3. Впервые предложен единый подход к описанию подпороговых и кумулятивных процессов на основе автомодельного решения. Представлена методика расчета инклюзивных сечений рождения адронов в ядро-ядерных столкновениях без введения подгоночных параметров для каждого типа реакции.
4. В рамках единого подхода, с использованием двух универсальных констант, удастся описать абсолютные величины инвариантных сечений адронов в протон - ядерных и ядро - ядерных реакциях, а также образования антиматерии в релятивистских ядерных взаимодействиях.
5. Впервые измерены асимметрии рождения адронов в зависимости от импульса, ароматов, и энергии налетающих поляризованных дейтронов под ненулевыми углами. Показано, что асимметрии имеют сложную зависимость от перечисленных параметров и требуют дополнительного экспериментального и теоретического изучения.
6. Развита современные методы моделирования, создания и эксплуатации магнитооптических каналов и спектрометров. На основе накопленного опыта, под руководством и при непосредственном участии автора, завершён первый этап строительства нового магнитооптического спектрометра МАРУСЯ. Завершение первого этапа создания многоцелевой установки Нуклотрона ЛВЭ ОИЯИ
7. Сформулировано и подтверждено при анализе экспериментальных данных автомодельное решение второго рода, дающее возможность количественного описания сложных, многопараметрических свойств множественного рождения адронов.
8. Даны количественные предсказания для планируемых экспериментов в области релятивистских ядерных взаимодействий вплоть до наивысших энергий ~ 7 ГэВ/нуклон.

Приложение

Этот раздел диссертации содержит сводку основных понятий и краткое описание соотношений между инвариантными и измеримыми параметрами, используемыми в релятивистской ядерной физике. Соотношения могут быть использованы при обработке данных и планировании экспериментов.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1.А.А.Балдин, А.М.Балдин " Описание множественных процессов на основе триангуляции в пространстве скоростей" Краткие сообщения ОИЯИ, N 17-86, Дубна, (1986), с.19.

2. А.А.Балдин "Возможен ли единый подход к описанию кумулятивных и подпороговых реакций" Краткие Сообщения ОИЯИ 3-92 (Дубна 1992)
3. А.А.Балдин "Antimatter production in relativistic nuclear collisions" JINR Rapid Communications No.4(78)-96.p.61 (1996).
4. А.А.Балдин et al. "Subthreshold antiproton production in nucleon-nucleus and proton-nucleus collisions" Nuclear Physics A519 (1990) p.407.
5. А.А.Балдин et al. "Kaon and pion production cross sections in p+C,d+C and C+C collisions as a function of projectile energy from 2.5 to 8.1 GeV/nucleon". JINR Rapid Communications 3 [54] (1992) p.
6. А.А.Балдин и др. "Использование статистических соотношений для управления магнитооптическими системами". Труды 5 Всесоюзного семинара ИЯИ АН СССР (1987) стр.96.
7. А.А.Балдин et al. "Mass Dependence of Antiproton Production in Nucleus-Nucleus Collisions at 3.65 GeV/Nucleon. IL NUOVO CIMENTO Vol.108 A,N.2 p139 (1995).
8. А.А.Балдин "Can there be a unified approach to subthreshold and cumulative processes in in relativistic nuclear collisions?" Phys.At Nucl. 56 (3),(1993).
9. А.А.Балдин "Получение антиматерии в релятивистских ядерных столкновениях" Труды международного совещания "Релятивистская ядерная физика от сотен МэВ до ТэВ, Болгария, Созополь, (1996), с.163.
10. А.А.Балдин и др. Поляризационные исследования на установке МАРУСЯ Труды международного совещания "Релятивистская ядерная физика от сотен МэВ до ТэВ", Болгария, Варна (1998), стр 342.
11. А.А.Балдин и др. Моделирование магнитооптического спектрометра МАРУСЯ Труды международного совещания "Релятивистская ядерная физика от сотен МэВ до ТэВ", Болгария, Варна (1998), стр 349.
12. А.А.Балдин "The universal approach to the subthreshold and cumulative processes in relativistic nuclear collisions", Proceedings of XIth International Seminar on High Energy Physics Problems", Dubna (1994), p.241.
13. А.А.Балдин "Методы подобия в релятивистской ядерной физике и их экспериментальная проверка." Труды международного совещания "Релятивистская ядерная физика от сотен МэВ до ТэВ, Болгария, Варна, (1998), с.102
14. А.А.Балдин и др. "Измерение асимметрии рождения пионов, каонов и протонов векторно поляризованными дейтронами на ядрах углерода", Краткие сообщения ОИЯИ 5[73] -95 (1995) с.14
15. А.М.Балдин, А.А.Балдин, "Релятивистская ядерная физика: пространство относительных 4-скоростей, симметрии решений, принцип ослабления корреляций, подобие, промежуточные асимптотики.", Физика Элементарных Частиц и Атомного Ядра том 29, вып.3, стр. 577 (1998).

Литература

- [1] Матвеев В.А., Мурадян Р.М., Тавхелидзе А.Н. Препринт ОИЯИ, 1969 P2-4578 Дубна, и Lett. Nuovo Cimento 1973, v.7, p.8.
- [2] Bogolubov N.N., JINR Communication, JINR D-781, Dubna 1958.
- [3] Baldin A.M. Nucl. Phys. 1985 A447 p.203c.
- [4] Балдин А.М., Балдин А.А. Краткие сообщения ОИЯИ 17-86,
- [5] Baldin A.M. and Didenko L.A., Fortsch. Phys. v.38, 1994, pp 261-332.
- [6] F.Abe et al. FERMILAB-Pub-89/229-E [E-741/CDF].
- [7] Baldin A.M. et al Z.Phys. C 1989 v.33, p.363.
- [8] Логунов А.А., Мествиришвили М.А., Петров В.А. ЭЧАЯ 1983. Дубна 1986, стр.19.
- [9] Балдин А.М. Краткие сообщения по физике ФИАН 1971 №1, стр.35-39.
- [10] Schroeder L.S. Phys. Rev. Lett., 1979 v.43, p.1787.
- [11] Балдин А.М. Доклады АН СССР, 1975, 222, № 5, стр. 1064.
- [12] Baldin A.A. Yad. Fiz.56, 174-180 (March 1993).
- [13] Ставинский В.С. ЭЧАЯ 1979 т.10 стр. 949.
- [14] Baldin A.A. JINR Rapid Comm. No. 4[78]-96 p.61-68.
- [15] S.V.Boyarinov, et al. Yad. Fis. , v.57, N8, (1994), 1452-1461.
- [16] O.P.Gavrishchuk et al. Nucl. Phys., A523 (1991) 589.
- [17] Jim Carroll Nucl. Phys. A488 (1989) 2192.
- [18] А.А.Балдин et al. Nucl. Phys., A519 (1990) 407.
- [19] А.А.Балдин et al. Rapid Communications JINR, 3-92 (1992) 20.
- [20] P.Stankus et al. Nucl. Phys. A544 (1992) p. 603c-608c.
- [21] A.Schroter et al. Z.Phys. A350, (1994), 101-113.
- [22] K.Guettler et al. Phys. Lett.B64, (1976) p.111.
- [23] A.Bussiere et al. Nucl. Phys., B174 (1980), 1-15
- [24] А.А.Балдин и др. . Труды 5 Всесоюзного семинара ИЯИ АН СССР (1987) стр.96.
- [25] А.Е.Дорохов, Н.И.Кочелев ЭЧАЯ, (1995) 26 N 1 стр.5.
- [26] А.А.Балдин и др. "Релятивистская ядерная физика от сотен МэВ до ТэВ", Болгария, Варна (1998), стр 342.
- [27] А.А.Балдин и др. "Релятивистская ядерная физика от сотен МэВ до ТэВ", Болгария, Варна (1998), стр 349
- [28] А.А.Балдин et al. JINR Rapid Communications 3 [54] (1992) p.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 июля 1999 года.