

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

1-99-61

На правах рукописи  
УДК 539.17

X-984

**ХУРЭЛБААТАР**  
Бэгзсүрэн

**ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ  
КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОТОНОВ  
В ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИИ 0,5 – 2,1 ГэВ/нуклон**

Специальность: 01.04.23 — физика высоких энергий

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 1999

Работа выполнена в Лаборатории сверхвысоких энергий  
Объединённого института ядерных исследований

Научный руководитель -  
доктор физико - математических  
наук, профессор

НИКИТИН  
Владимир Алексеевич

Официальные оппоненты:  
доктор физико - математических  
наук, старший научный сотрудник

ПАНЕБРАТЦЕВ  
Юрий Анатольевич

кандидат физико - математических  
наук

ЕРШОВ  
Александр Альбертович

Ведущее научно-исследовательское учреждение:  
Институт физики высоких энергий, Протвино.

Защита диссертации состоится " ..... 1999 г.  
в " " часов на заседании диссертационного совета  
Д-047.01.06 при Лаборатории сверхвысоких энергий  
Объединённого института ядерных исследований,  
г.Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан " ..... 1999 г.

Учёный секретарь диссертационного совета:  
кандидат физико - математических  
наук

  
В.Г. Кривохижин

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

В диссертации представлены результаты исследования образования кумулятивных протонов в протон-ядерных взаимодействиях в интервале энергии 0,5 - 2,1 ГэВ/нуклон.

Модифицированная каскадная модель ядро-ядерных взаимодействий дополнена моделированием процессов взаимодействия поляризованных пучков с ядрами, с кластерными структурами в ядрах.

В рамках этой модели показано, что анализирующая способность  $A_y$  реакции  $p \uparrow C = pp(d)X$  при энергии поляризованных протонов 500 МэВ в области квазиупругого  $pp$  и  $pd$  рассеяния качественно согласуется с соответствующей величиной для упругого рассеяния. Исследована роль многократных перерассеяний налетающего протона и нуклонов отдачи ядра мишени, а также ферми-движения внутриядерных нуклонов на поведение ядерной прозрачности, наблюдаемой в BNL - эксперименте.

Представлены результаты исследований влияния многозарядных фрагментов ядра-снаряда на образование заряженных пионов с малыми поперечными импульсами. Показано, что существует эффект зарядовой корреляции между этими фрагментами и системами заряженных пионов.

**Актуальность проблемы.** В последние годы сформировалось и интенсивно развивается новое направление ядерной физики высоких энергий по исследованию механизма образования быстрых частиц в области, кинематически запрещенной для рассеяния налетающей частицы на свободных нуклонах.

В рамках этой темы проведено большое количество экспериментов и теоретических работ. Основная причина, по которой эта проблема остаётся привлекательной, заключается в том, что простые расчёты с однократным рассеянием на нуклоне ядра и обычным распределением внутреннего движения нуклонов, предсказывают величину сечений на несколько порядков меньше, чем наблюдаемые экспериментально. Поэтому ожидалось, что решение этой проблемы даст новую информацию о структуре ядра и механизме взаимодействия частиц высокой энергии с ядрами, которая полезна и для понимания структуры элементарных частиц.

**Цель работы.** Целью работы является исследование особенностей поведения быстрых частиц в адрон-ядерных взаимодействиях и создание качественной модели этого феномена, которая способна описывать адрон-ядерные взаимодействия на основе данных уже проведённых и планируемых экспериментов.

### Научная новизна.

Выделены два различных механизма, отличающиеся разным знаком анализирующей способности и дающие соизмеримый вклад в эмиссию быстрых протонов под углами близкими к  $90^\circ$  в реакции  $d \uparrow + C \rightarrow p + (p, d) + X$  при энергии 800 МэВ/нуклон.

Объединённый институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Впервые дубненский вариант модели внутриядерного каскада сформулирован с учётом спиновых степеней свободы нуклонов, что позволяет вычислять поляризационные эффекты.

Обнаружен эффект кулоновского взаимодействия заряженных пионов, связанный с зарядовой корреляцией между положительными фрагментами ядра-снаряда и пионной системой с отрицательным зарядом в  $CC$ - и  $CTa$ - взаимодействиях при  $4.2 \text{ А ГэВ/с}$ .

Впервые измерена анализирующая способность квазиупругого выбивания дейтерия в протон-ядерной реакции.

**Практическая ценность работы.** Полученные результаты могут быть использованы для проверки теоретических моделей и окажутся полезными в исследовании волновой функции ядра. Новый вариант каскадной модели важен для оптимального планирования дальнейших экспериментов по адрон-ядерной тематике.

### На защиту выносятся

1. Результаты измерений анализирующей способности  $d \uparrow + C \rightarrow p + X$  и  $d \uparrow + C \rightarrow p + (p, d) + X$  реакций при энергии  $0.6 \div 2.1 \text{ МэВ/нуклон}$ .

2. Разработка алгоритма и создание программы для моделирования процессов взаимодействия поляризованных пучков с ядрами, с кластерными структурами в ядрах.

3. Результаты исследования роли стандартных механизмов в поведении цветовой прозрачности, полученные с помощью модифицированной каскадной модели для адрон-ядерных взаимодействий.

4. Результаты исследований влияния многозарядных фрагментов ядра-снаряда на образование заряженных пионов с малыми поперечными импульсами в ядро-ядерных взаимодействиях.

**Публикации и апробация.** Основные результаты диссертации изложены в работах /1-6/ и докладывались на семинарах ЛСВЭ и ЛВЭ.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения и содержит 68 страниц, включая 2 таблицы, 38 рисунков. Библиография имеет 81 наименование.

### СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении подчеркнута актуальность исследования адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий, сформулирована цель работы, приведено краткое содержание диссертации и перечислены основные положения, защищаемые автором.

В первой главе сформулирована постановка задачи. В неупругих  $pA$  реакциях образуются высокоэнергичные протоны в задней полусфере, кинематически запрещенной для рассеяния налетающего протона на свободных нуклонах.

Первыми указаниями на вышеупомянутые проблемы в процессах взаимодействия адронов с ядрами стали результаты по упругому  $pd$ -рассеянию протонов с энергией  $660 \text{ МэВ}$  и квазиупругому выбиванию дейтронов из легких ядер на пучке протонов  $675 \text{ МэВ}$ , проведенные группами Лексина и Мешерякова в 1956 году в Дубне. Эти результаты послужили основой для гипотезы о существовании в ядрах флуктуаций плотности ядерного вещества, сформулированной Д. И. Блохинцевым в 1957 году.

Новый этап в изучении рассматриваемой проблемы начался с предсказания А. М. Балдиным и экспериментального обнаружения группой В. С. Ставинского так называемого кумулятивного эффекта, т.е. частиц, рождение которых запрещено законами сохранения в столкновениях свободных нуклонов.

В 1975 году Френкель и др. измеряли протоны с высокими энергиями (до  $400 \text{ МэВ}$  при  $180^\circ$  при энергии пучка протонов  $600$  и  $800 \text{ МэВ}$ ). Было показано, что сечение выхода кумулятивных протонов значительно превосходит теоретические оценки. С тех пор было предложено несколько моделей для объяснения экспериментальных данных. Несмотря на большие усилия, эта проблема не решена полностью.

В данной главе рассматриваются некоторые модели, предложенные для описания образования быстрых протонов назад: модель однократного рассеяния, модель прямого выбивания нуклона, модель коррелированных кластеров, механизм кратных взаимодействий, каскадный механизм и модель фазового пространства.

Модель однократного рассеяния подтверждается экспериментами для энергий до  $300 \text{ МэВ}$ . Эксперименты при более высоких энергиях, в которых измеряются спектры пар частиц  $pp$  или  $pd$ , плохо согласуются с этой моделью. Зато эти эксперименты хорошо согласуются с кластерной моделью. Каскадный механизм хорошо может объяснить только низкоэнергетичную часть спектра протонов за счёт поглощения пиона, рожденного налетающим нуклоном, двумя нуклонами ядра. В диссертации рассмотрены усовершенствования каскадной модели основанные на кластерной модели.

При рассмотрении моделей надо иметь ввиду, что механизм образования кумулятивных протонов может быть различным для высоких и промежуточных энергий. Это следует хотя бы из того, что сечения образования протона с одной и той же энергией для промежуточных энергий на два-три порядка меньше, чем для высоких.

Глава 2 посвящена исследованию поляризационных эффектов при образовании быстрых протонов при промежуточных энергиях. Дается краткий обзор экспериментов на пучках поляризованных протонов. Она также содержит описание экспериментальной установки для измерения анализирующей способности. На ней измерена анализирующая способность ( $A_y$ ) реакции  $d \uparrow + C \rightarrow p + X$  при энергии  $0.6 \div 2.1 \text{ ГэВ/нуклон}$ .  $A_y$  ведёт себя так же, как и на пучке поляризованных протонов. Для углов больше  $90^\circ$  она мала, а для углов  $70 - 90^\circ$  она имеет положительный знак. Эта величина растёт с увеличением энергии регистрируемых протонов, достигая максимального значения  $\sim 30\%$  (рис. 2.1, 2).

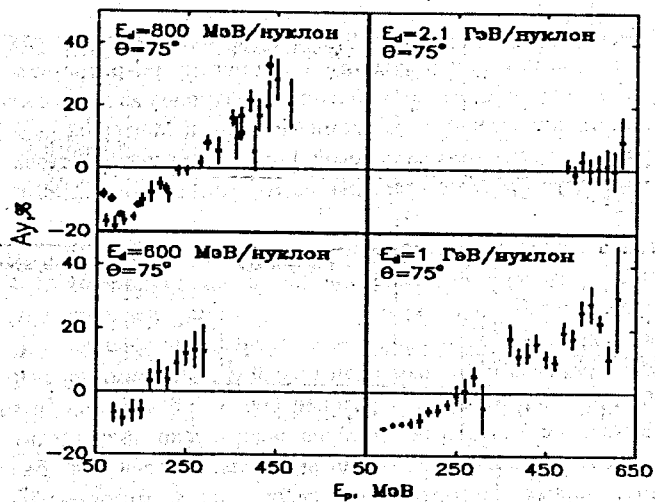


Рис. 2.1. Анализирующая способность  $d \uparrow C$  реакции в зависимости от кинетической энергии регистрируемых протонов  $E_p$  для угла  $75^\circ$  в лабораторной системе.  $E_d$  - энергия первичного пучка дейтронов.  $x$  - данные нашего эксперимента;  $\bullet$  - данные, полученные на протонном пучке.

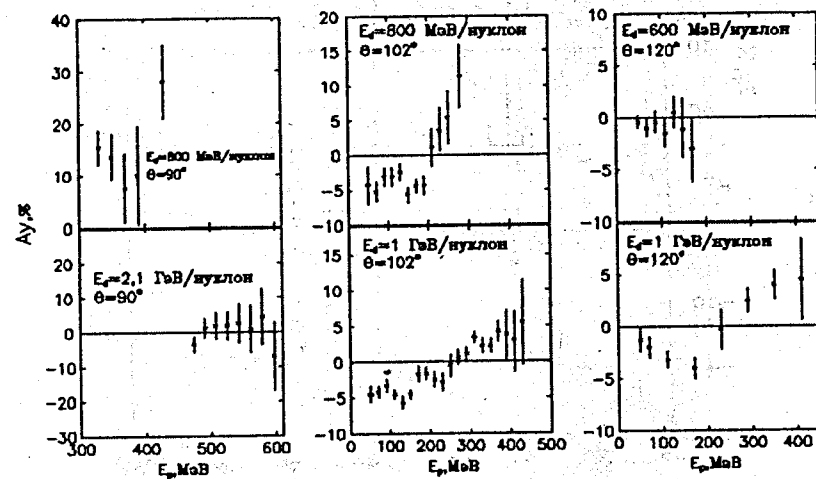


Рис. 2.2. Анализирующая способность  $d \uparrow C$  реакции в зависимости от кинетической энергии регистрируемых протонов  $E_p$  для углов  $90^\circ$ ,  $102^\circ$  и  $120^\circ$  в лабораторной системе.  $E_d$  - энергия первичного пучка дейтронов.

$A_y$  как функция кумулятивного числа  $Q = M_{эфф}/m_p$ , представляется одной кривой для всех энергий, что может отражать как кинематику рассеяния на кластерах, так и просто близость кинематического предела (рис. 2.3).

Величина  $M_{эфф}$  равна массе покоящегося кластера ядра мишени, на котором должен упруго рассеяться налетающий протон, чтобы зарегистрироваться в детекторе с данным импульсом.

В корреляционном эксперименте с реакциями  $d \uparrow + C \rightarrow p + (p, d) + X$  при энергии 800 МэВ/нуклон регистрировались совпадения между быстрыми протонами, испущенными под углами  $75^\circ$  и  $90^\circ$ , и зарегистрированными частицами в передней полусфере.

Выделены два различных механизма, отличающиеся разным знаком анализирующей способности и дающие соизмеримый вклад в эмиссию быстрых протонов под углами близкими к  $90^\circ$  (рис. 2.4).

В третьей главе приводится описание каскадной модели ядро-ядерных взаимодействий. Показано, что протонный пучок с произвольной поляризацией  $P$  можно рассматривать как состоящий из полностью поляризованной части и неполяризованной части, смешанных в отношении  $P/(1-P)$ . В модель включены внутриядерные кластерные структуры и их взаимодействие с пучком.

Для описания рассеяния поляризованного протона на ядре в программу введены анализирующие способности  $A_{pp}(\theta, T)$ ,  $A_{pn}(\theta, T)$  и  $A_{pd}(\theta, T)$  нуклон-нуклонного и нуклон-дейтронного рассеяния. Они получены по экспериментальным данным

о свободном  $pp$ ,  $pn$  и  $pd$  рассеянии. Дифференциальное сечение квазиупругого рассеяния на внутриядерном нуклоне определяется формулой:

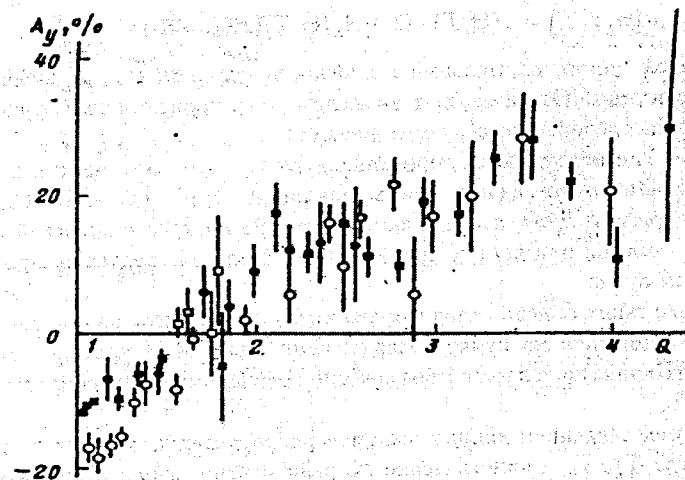


Рис. 2.3. Анализирующая способность  $d \uparrow C$  реакции как функция кумулятивного числа. Точки:  $\bullet$  - 0.6,  $\circ$  - 0.8,  $\blacksquare$  - 1.0,  $\square$  - 2.1 ГэВ/нуклон.

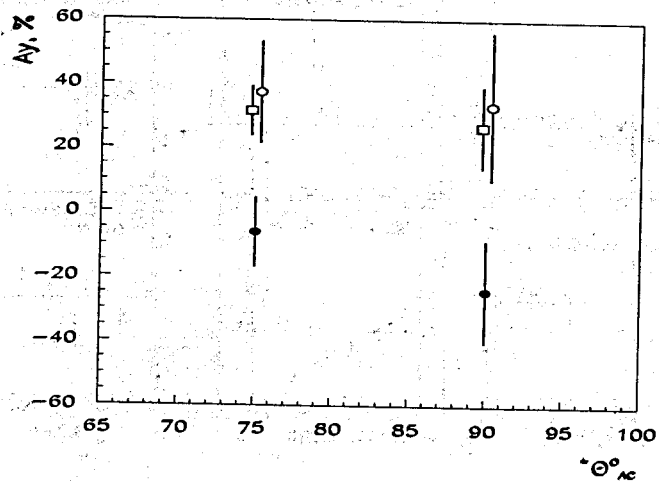


Рис. 2.4. Анализирующая способность  $d + C \rightarrow p(p, d) + X$  реакции для углов  $75^\circ$  и  $90^\circ$  при различных энергиях в совпадениях летящих вперед частиц. Данные для кумулятивного протона в совпадениях:  $\square$ - с медленным протоном (кинетическая энергия от 40 до 220 МэВ);  $\circ$ - с медленным дейтроном (кинетическая энергия от 50 до 250 МэВ);  $\bullet$ - с быстрым протоном (с энергией больше 220 МэВ);

$$\sigma(\Theta, \phi, T) = \sigma(\Theta, T) \cdot (1 + A_y(\Theta, T)(\vec{P}_{beam} \cdot \vec{n}))$$

где  $\vec{n}$  – единичный вектор, нормальный к плоскости реакции,  $\vec{P}_{beam}$  – поляризация первичной частицы. Это позволяет вычислить лево-правую асимметрию или анализирующую способность исследуемых реакций.

В четвертой главе изучаются корреляционные спектры двух частиц и соответствующая им анализирующая способность реакций  $pC \rightarrow ppX$ ,  $pC \rightarrow pdX$ . Одна из частиц – протон, регистрируется под углами  $70, 84, 98$  градуса с энергией более 40 МэВ, другая – протон или дейтрон, под углами  $24.5$  или  $30$  градусов с противоположной стороны пучка.

В этой же главе также описан метод измерения и экспериментальная установка.

Эксперимент, выполнен на пучке поляризованных 500 МэВ протонов циклотрона TRUMF (Канада) и является продолжением эксперимента, рассмотренного в главе 2.

Наглядным представлением данных является распределение событий на плоскости  $\{T_f, T_b\}$ , где  $T_f, T_b$  – кинетические энергии частиц, зарегистрированных под малым и большим углом.

Для систематизации данных выделены кинематические зоны, соответствующие однократному  $pp$  взаимодействию и рассеянию на нуклонных кластерах. Число

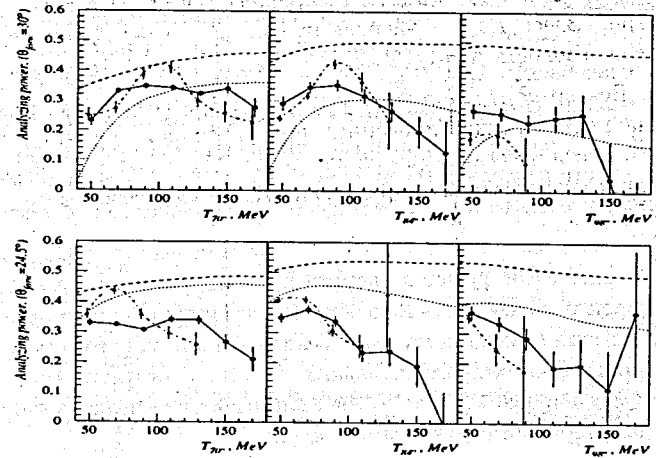


Рис 4.1. Анализирующая способность  $A_y$  квазиупругого  $pp$  рассеяния.

- $\bullet$  – Данные эксперимента.
- – Расчёт в импульсном приближении.
- ..... – Модель однократного рассеяния на виртуальной частице.
- $\blacktriangle$  – Расчёт по каскадной модели с учётом кластеров.

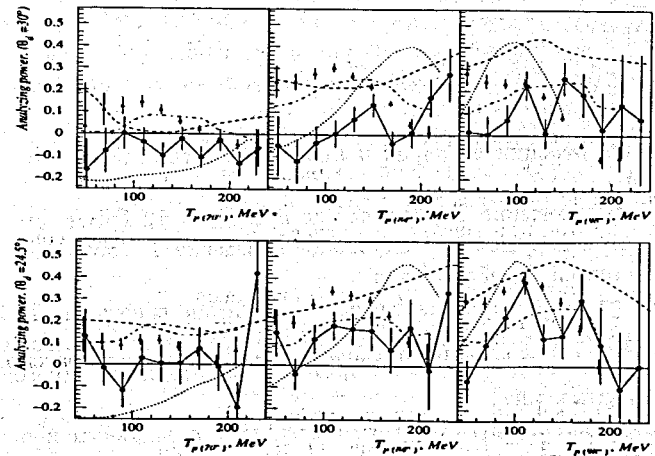


Рис. 4.2. Анализирующая способность  $A_y$  квазиупругого  $pd$  рассеяния. Обозначения те же, что на рис. 4.1.

нуклонов в кластере определяется на основе баланса энергий. Так если примерно выполняется баланс энергий  $T_f + T_b \approx T_{beam}$ , то событие отнесено к однократному  $pp$  рассеянию. Если  $2T_f + T_b \approx T_{beam}$ , то предполагается рассеяние на двухнуклонном кластере. Здесь  $T_{beam}$  - энергия пучка. Для каждой зоны определена анализирующая способность  $A_y = 1/P_{beam} (N_u - N_d) / (N_u + N_d)$ . Здесь  $P_{beam}$  - поляризация пучка. Вектор  $\vec{P}_{beam}$  нормален к плоскости рассеяния.  $N_u$  и  $N_d$  - число событий (пар частиц), зарегистрированных при различной ориентации  $P_{beam}$  по отношению к плоскости рассеяния (вверх или вниз). Мы используем общепринятое в поляризационных исследованиях определение  $A_y$ : малоугловой детектор (регистрирующий  $T_f$ ) расположен слева от пучка. При этом вектор  $\vec{P}_{beam}$  направлен вверх.  $A_y$  представлена как функция энергии протона, рассеянного под большим углом. Анализирующая способность  $A_y$  в области квазиупругого  $pp$  и  $pd$  рассеяния качественно согласуется с соответствующей величиной для упругого рассеяния.

Проводится сравнение экспериментальных данных с результатами, полученными с помощью моделированием процессов взаимодействия поляризованных пучков с ядрами, с кластерными структурами в ядрах (рис. 4.1, 2).

В пятой главе исследована роль ферми-движения внутриядерных нуклонов, многократных перерассеяний налетающего протона и нуклонов отдачи ядра мишени на поведение цветовой прозрачности ( $T$ ) наблюдаемой в E834 - эксперименте в Брукхайвене.

В BNL - эксперименте были измерены сечения квазиупругого  $pp$ -рассеяния на ядрах  $Li, C, Al, Cu$  и  $Pb$  при 6 и 10 ГэВ/с, а для  $C$  и  $Al$  еще при 12 ГэВ/с и при квадратах переданных 4- импульсов  $Q^2 = -4.8, -8.5, -10.4$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. Результаты представлены в виде отношения

$$T = \frac{\sigma^A}{A\sigma^N}$$

где  $\sigma^A, \sigma^N$  - сечения реакции на ядрах и протоне, соответственно, под углами, близкими к  $90^\circ$  с.т.

Обнаружено, что отношение  $T$  уменьшается при  $P_L = 12$  ГэВ/с. Это уменьшение, с очевидностью нарушающее регулярное поведение  $T$ , ожидаемое в КХД явилось предметом активного обсуждения.

Для выяснения влияния ферми-движения на поведение отношения  $T$ , генерированы события реакции  $p + Al$ , включающие только однократное жесткое упругое соударение налетающего протона с одним протоном ядра-мишени. Многократные перерассеяния не учитывались.

Сечение жесткого квазиупругого  $pp$  взаимодействия с заданным переданным импульсом определяется по формуле:

$$\sigma_{hard} = \sigma_{tot} \frac{b^2}{\langle b^2 \rangle}$$

где  $b$  - прицельный параметр и  $b^2 \leq 1/Q^2$ .

Угловое распределение рассеянных протонов вычисляется согласно параметризации:

$$\frac{d\sigma}{dt}(pp \rightarrow pp) = s^{-10} \left\{ \left[ (1+z)^2 \left( B_1 \left| \frac{s}{t} \right|^{n_1} + B_2 \left| \frac{s}{u} \right|^{n_2} \right)^2 + (z \rightarrow -z) \right] + 4 \cdot \left[ B_1 \left| \frac{s}{t} \right|^{n_1} - B_2 \left| \frac{s}{u} \right|^{n_2} + (z \rightarrow -z) \right]^2 \right\};$$

Вычисленное отношение  $T$ , как показано на рис. 5.1, растёт в интервале  $4 \leq p_L \leq 8$  ГэВ/с. В области  $8 \leq p_L \leq 15$  ГэВ/с оно падает и продолжает медленно расти в области  $p_L \geq 15$  ГэВ/с до  $T = 1$ .

Перерассеяния налетающего протона и нуклона отдачи могут быть упругими и неупругими с рождением мезонов и барионных резонансов. Однако, вероятность этих перерассеяний уменьшается при высоких энергиях, что ведёт к  $T \rightarrow 1$  в области  $p_L \geq 15$  ГэВ/с.

На рисунке 5.2 показана  $A$  зависимость отношения  $T$  для углерода и алюминия. Результаты получены при  $\Theta_{cm} = 90^\circ \pm 3^\circ$ . Получено хорошее согласие с экспериментальными данными для реакции  $p + C$ .  $A$  для процесса  $p + Al$  вычисленные значения качественно описывают экспериментальные данные, но количественного согласия не получается.

Заметим, что малый аксептанс  $\delta\Theta = 3^\circ$ , был взят, чтобы выбрать квазиупругое рассеяние и уменьшить вклад перерассеяний.

В эксперименте E834 (Брукхайвен) в реакции  $p + Al \rightarrow p + p + X$  при импульсах протона 6, 10 и 12 ГэВ/с в л.с. зарегистрировано, соответственно 1701, 650 и 220 событий. Очевидно, что вклад перерассеяний при разных импульсах разный, поэтому для выделения квазиупругого процесса мы использовали разные аксептансы.

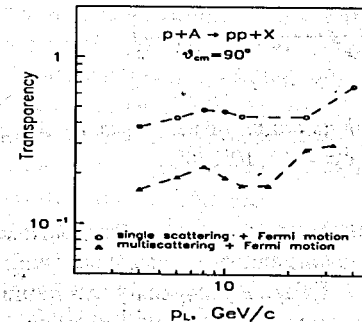


Рис. 5.1. Расчётное значение отношения  $T$  сечения квазиупругого  $pp$  рассеяния на ядре  $Al$  под углом  $90^\circ \pm 3^\circ$  в с.д.м к сечению упругого  $pp$  рассеяния при том же угле как функция от  $p_L$ .  $\circ$  и  $\Delta$  - Расчётные точки для однократного и многократного рассеяния, соответственно, с учётом ферми-движения.

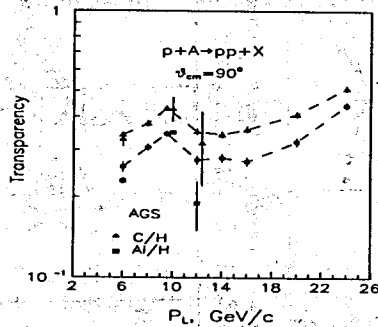


Рис 5.2. А - зависимость отношения  $T$  для углерода и алюминия. Результаты получены при  $\Theta_{cm} = 90^\circ \pm 3^\circ$ .  $\Delta$  и  $\circ$  - вычисленные точки для ядер  $C$  и  $Al$ , соответственно.

Мы изучили зависимость отношения  $T$  от акцептанса  $\delta\Theta$ . На рис. 5.3 приведено  $T$  как функция импульса  $p_L$  для различных  $\delta\Theta = 3^\circ, 10^\circ, 20^\circ$ . Видно, что отношение  $T$  уменьшается с ростом  $\delta\Theta$ , это соответствует увеличению вклада многократных перерассеяний.

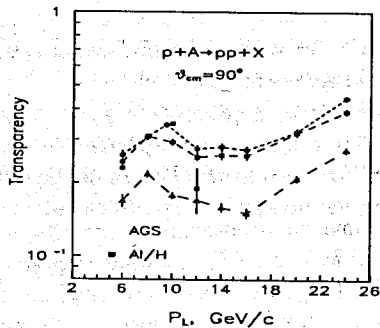


рис 5.3. Отношение  $T$  как функция от импульса  $P_L$  для различных  $\delta\Theta = 3^\circ, 10^\circ, 20^\circ$ .

Глава 6 посвящена изучению влияния многозарядных фрагментов ядра-снаряда на рождение малоэнергетичных заряженных пионов под малыми углами в  $CC$ -,  $CA$ - и  $CA$ - соударениях при 4.2 А ГэВ/с в условиях регистрации заряженных частиц в  $4\pi$ -геометрии. Экспериментальные данные получены с помощью 2-метровой пропановой камеры ЛВЭ ОИЯИ. В этой главе описана методика эксперимента и приведены результаты исследований.

На рис. 6.1 показаны нормированные быстротные распределения

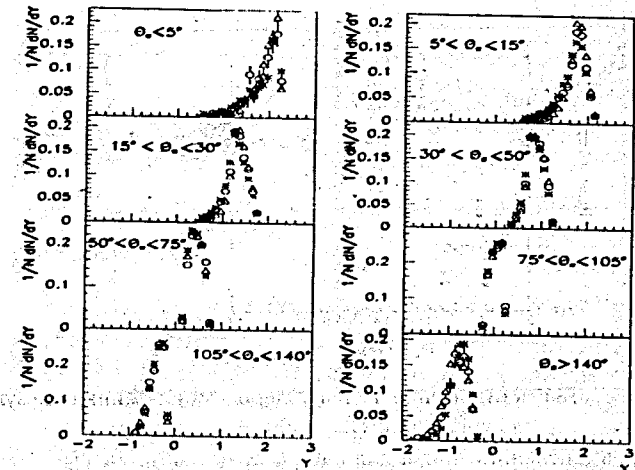


Рис. 6.1. Распределения заряженных пионов по быстроте в  $CC$ -ударениях, сопровождаемые многозарядными фрагментами.  $\circ$  - эксперимент,  $\Delta$  - FRITIOF, \* - модель внутриядерного каскада.

заряженных пионов с импульсом  $0.07 \leq p_T \leq 0.67$  ГэВ/с из  $CC$ -столкновений при 4.2А ГэВ/с, сопровождаемые многозарядными фрагментами в восьми интервалах угла их вылета:  $\Theta < 5^\circ, 5^\circ < 15^\circ, 15^\circ < 30^\circ, 30^\circ < 50^\circ, 50^\circ < 75^\circ, 75^\circ < 105^\circ, 105^\circ < 140^\circ$  и  $\Theta > 140^\circ$ . Там же приведены расчетные распределения для моделированных событий  $CC$ -соударений. Как можно видеть, данные, полученные с помощью новой версии модели внутриядерного каскада и модифицированной Лундовской модели FRITIOF, хорошо воспроизводят экспериментальные результаты.

На рис. 6.2 представлены значения отношений числа  $\pi^-$ -мезонов к числу  $\pi^+$ -мезонов в зависимости от угла их вылета в  $CC$ -взаимодействиях как с многозарядными фрагментами ядра-снаряда (рис. 6.2а) так и без каких-либо фрагментов (рис. 6.2б). На рис. 6.2а, б также показаны результаты моделирования с учётом соответствующих условий эксперимента. Можно видеть, что многозарядные фрагменты ядра-снаряда заметно влияют на выход малоэнергетичных  $\pi^-$ -мезонов, т.е. наблюдается превышение выхода  $\pi^-$ -мезонов над  $\pi^+$ -мезонами. Подобного превышения не обнаружено в моделированных событиях.

С помощью упомянутой выше модели FRITIOF теоретически рассмотрены два типа процессов  $CC$ -взаимодействий: центральный и периферический. В процессе моделирования таких взаимодействий прицельный параметр столкновения брался соответственно меньше 0.9 фм и больше 1.4 фм. Результаты расчетов приведены на рис. 6.2в и 6.2г.

В таблице 6.1 представлены экспериментальные и моделированные данные по числу событий и по средним числам отрицательных пионов, образовавшихся в  $CC$ -столкновении.

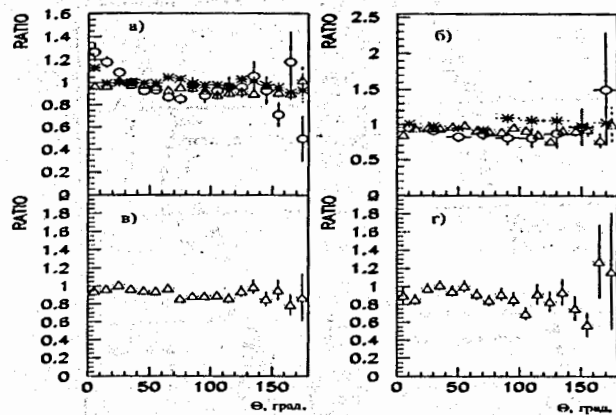


Рис. 6.2. Отношение числа  $\pi^-$ - мезонов к числу  $\pi^+$ - мезонов в СС- и СТа- столкновениях в зависимости от угла испускания пионов: а - экспериментальные данные для событий с многозарядными фрагментами; б - события без фрагментов, в - результаты вычислений по модели с прицельными параметрами  $b > 1.4 \text{ фм}$  (для ядра углерода) и г - с прицельным параметром  $b < 0.9 \text{ фм}$  (для ядра углерода). Обозначения те же, что на рис. 6.1.

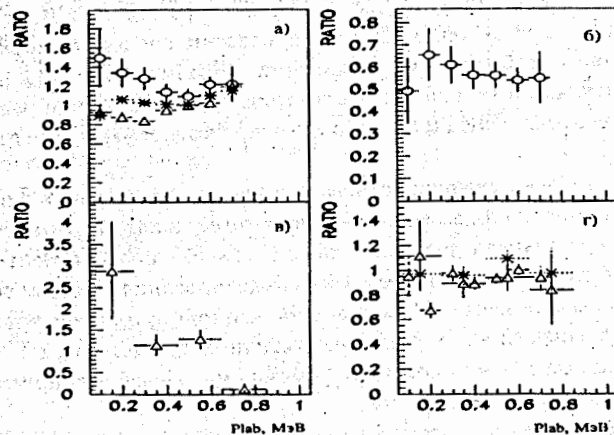


Рис. 6.3. Отношение инвариантных сечений образования  $\pi^-$ - мезонов к  $\pi^+$ - мезонам для СС (а)-, СР (б)- и СТа (в)- взаимодействий, сопровождаемых заряженными фрагментами ядра-снаряда, а также для СС (г)- столкновений не сопровождаемых фрагментами. Обозначения те же, что на рис. 6.1.

Таблица. 6.1. Средние значения  $\langle n_{\pi^-} \rangle$   $\pi^-$ - мезонов из СС- взаимодействий.

CC	CC
15954 события с фрагментами $Z \geq 2$	849 события без фрагментов
$\langle n_{\pi^-} \rangle_{\text{экспер}} = 0.99 \pm 0.01$	$\langle n_{\pi^-} \rangle_{\text{экспер}} = 2.85 \pm 0.03$
$\langle n_{\pi^-} \rangle_{\text{модель}} = 1.04$ ( $b > 1.4 \text{ фм}$ )	$\langle n_{\pi^-} \rangle_{\text{модель}} = 2.97$ ( $b < 0.9 \text{ фм}$ )
модель - FRITIOF; б- прицельный параметр	

для периферического типа взаимодействий, а без фрагментов - для центрального.

Отношение инвариантных сечений  $\pi^-$ - мезонов к инвариантным сечениям  $\pi^+$ - мезонов в СС-, СТа- и СР- взаимодействиях, имеющих многозарядные фрагменты, представлены на рис. 6.3. Заметим, что все заряженные пионы вылетают под углом меньше чем  $20^\circ$ . На рис. 6.3г показаны распределения для событий СС- взаимодействий, в которых отсутствуют какие-либо фрагменты ядра-снаряда. На рис. 6.3 приведены результаты моделирования таких событий с помощью программ FRITIOF и внутриядерного каскада, полученные при тех же условиях, что и экспериментальные данные.

Совокупность результатов показывает, что превышение выхода как числа, так и инвариантных сечений  $\pi^-$ - мезонов над  $\pi^+$ - мезонам наблюдается в области малых импульсов и в случае периферического типа взаимодействий. Этот эффект отсутствует в случае СР- взаимодействий центрального типа.

В заключении сформулированы основные результаты диссертационной работы:

1. Рассмотрены некоторые модели, предложенные различными авторами, применяемые для описания механизма образования быстрых протонов на большие углы.
2. Каскадная модель ядро-ядерных взаимодействий дополнена моделированием процессов взаимодействия поляризованных пучков с ядрами, с кластерными структурами в ядрах.
3. Измерена анализирующая способность выхода кумулятивных протонов из ядер углерода при взаимодействии с поляризованными дейтронами с энергией 0.6, 0.8, 1.0 и 2.1 ГэВ/нуклон.
4. Выделены два различных механизма, отличающиеся разным знаком анализирующей способности и дающие в эмиссию быстрых протонов под углами близкими к  $90^\circ$  соизмеримый вклад.

5. Впервые измерена анализирующая способность квазиупругого выбивания дейтерия в протон-ядерной реакции. Также впервые измерена анализирующая способность эмиссии протонов под большими углами, что соответствует ферми-импульсу протонов в ядре 100-300 MeV/c. Полученные двухчастичные спектры позволяют провести кинематическую границу между двумя механизмами эмиссии быстрых протонов под большими углами: однократным рN взаимодействием и рассеянием



на двухнуклонных кластерах.

6. В рамках модифицированной каскадной модели была исследована роль стандартных ядерных механизмов (ферми-движения и многократного перерассеяния) в поведении ядерной прозрачности  $T$  в квазиупругом рассеянии  $p + Al \rightarrow p + p + X$ .

Найдена сильная зависимость величины  $T$  от углового акцептанса  $\delta\theta$ .

7. Обнаружен эффект кулоновского взаимодействия заряженных пионов, связанный с зарядовой корреляцией между положительными фрагментами ядра-снаряда и пионной системой с отрицательным зарядом.

**Основные результаты диссертации опубликованы  
в следующих работах:**

1. Безногих Г.Г.,...В.А. Никитин,... Хурэлбаатар Б., и др. ЯФ, 54, 1333, 1991.
2. G.G.Beznogikh,... B.Khurelbaatar et al., JINR Rapid communications No4(50)-91, 5, 1991.
3. Ц. Баатар, А.А.Кузнецов, В.Б.Любимов, Р.Тогоо, Б.Хурэлбаатар. Краткие сообщения ОИЯИ No4(84)-97, 57, Дубна, 1997.
4. G.J.Musulmanbekob, M.B.Tokarev, B.Khurelbaatar. JINR preprint, 1998, E2-98-370. (Submitted to Nuovo Cimento A.)
5. Ж.Ж. Мусульманбеков, Б. Хурэлбаатар. Препринт ОИЯИ, 1999, P2-99-59. (направлено в журнал "Ядерная Физика".)
6. B.Khurelbaatar,..., V.A.Nikitin,..., et al. JINR preprint, 1999, E1-99-37. (Submitted to Nuclear Physics A.)

Рукопись поступила в издательский отдел  
15 марта 1999 года.