

H-813



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

1-91-151

**НОМОКОНОВ  
Петр Васильевич**

**УДК 539.171.112  
539.171.018  
539.172.1**

**ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИОННОЙ ДИССОЦИАЦИИ  
ПРОТОНОВ И ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДЕР  
МЕТОДОМ ТОНКОЙ ВНУТРЕННЕЙ МИШЕНИ**

**Специальность: 01.04.16 - физика ядра и элементарных  
частиц**

**Автореферат диссертации на соискание ученой  
степени доктора физико-математических наук**

**Дубна 1991**

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий  
Объединённого института ядерных исследований.

Официальные оппоненты :

доктор физико-математических наук,  
старший научный сотрудник

Ахгирей  
Леонид Степанович

доктор физико-математических наук,  
профессор

Акимов  
Юрий Константинович

доктор физико-математических наук,  
профессор

Мурзин  
Владимир Сергеевич

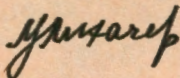
Ведущее научно-исследовательское учреждение -  
Институт ядерных исследований АН СССР, г. Москва.

Защита диссертации состоится " \_\_\_\_\_ " \_\_\_\_\_ 1991 г.  
в \_\_\_\_\_ час. на заседании Специализированного совета  
Д-047.01.02 при Лаборатории высоких энергий Объединённого  
института ядерных исследований по адресу: г. Дубна, Московской  
области, Лаборатория высоких энергий ОИЯИ, конференц-зал ЛВЭ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан " \_\_\_\_\_ " \_\_\_\_\_ 1991 г.

Учёный секретарь  
специализированного совета



М. Ф. Лихачёв

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

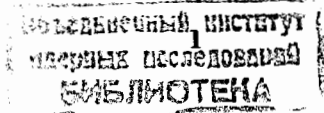
В физике высоких энергий и релятивистской ядерной физике есть ряд экспериментальных задач, которые требуют применения очень тонких мишеней. Это эксперименты, где регистрируются медленные частицы, или необходимы прецизионные измерения параметров рассеяния. К ним относятся, например, эксперименты по упругому протон – ядерному рассеянию на малые углы, где регистрируются ядра отдачи, начиная с энергии 300 КэВ/нуклон, эксперименты по дифракционной диссоциации при малых передачах импульса и эксперименты по изучению фрагментации ядер мишени, в которых регистрируются ядра с энергией ниже 1 МэВ/нуклон.

Обеспечить для таких экспериментов высокую скорость набора статистики можно только за счёт увеличения интенсивности падающего на мишень пучка. Если мишень находится внутри камеры ускорителя на орбите пучка, то увеличения светимости на несколько порядков можно достичь за счёт многократного прохождения через неё циркулирующих частиц. При этом мишень должна быть настолько тонкой, чтобы прошедшая через неё без ядерного взаимодействия частица не выбывала из циркулирующего пучка.

Настоящая диссертация является обобщением двадцатилетнего опыта автора по проведению экспериментов на ускорителях с помощью метода *тонкой внутренней мишени*.

В диссертацию вошли описания экспериментов по исследованию дифракционной диссоциации протонов при высоких энергиях, экспериментов по изучению фрагментации ядер, по поиску аномалонов и фрагментов с дробным зарядом, по поиску узких дипротонных состояний и экспериментов по изучению поляризационных эффектов в кумулятивных процессах при промежуточных энергиях. Эти эксперименты выполнены на синхрофазотроне Лаборатории высоких энергий ОИЯИ и на ускорителе Лаборатории им. Ферми в 1975 – 1990 гг. Они сделаны с помощью единой методики *тонкой внутренней мишени*, эффективно используют её преимущества, что и является основанием для их объединения в данной работе.

**Актуальность работы.** Методика тонких внутренних мишеней оказалась очень плодотворной и прочно вошла в арсенал экспери-



ментальных средств физики. Интерес к ней продолжает усиливаться. Это связано в частности с тем, что эксперименты на внутренних мишенях можно делать на ускорителях – накопителях одновременно с экспериментами на встречных пучках. Искусство создания разнообразных внутренних мишеней непрерывно совершенствуется. Международные рабочие совещания по методике применения тонких внутренних мишеней собираются ежегодно.

Дифракционная диссоциация протонов является одним из наиболее важных каналов  $pp$  рассеяния при высоких энергиях, вклад которого в полное сечение почти равен вкладу упругого рассеяния. Измерения при малых  $|t|$  и больших  $s$  проверяют наличие минимума дифференциальных сечений дифракционной диссоциации при  $|t| \rightarrow 0$ , предсказывавшегося моделями, в которых полные сечения в асимптотике постоянны. Изучение тонкой структуры в области малых масс важно для понимания природы полюса Померанчука. Мишень с нулевым изотопическим спином позволяет лучше выделить дифракционный канал. Сравнивая экспериментальные данные для рассеяния на ядре с расчётами по модели Глаубера, можно определить профилирующую функцию нуклон-нуклонной дифракционной диссоциации.

Конечная цель исследований по фрагментации ядер – получить уравнение состояния ядерной материи. Даже самые тяжёлые ядра представляют очень маленький сгусток ядерного вещества. Нужно искать коллективные эффекты, выделять сигналы сжатия и теплового возбуждения ядерного вещества. Необходимо научиться отделять эффекты конечного размера ядра от эффектов, которые можно экстраполировать к бесконечному ядерному веществу.

Процесс испускания лёгких фрагментов является доминирующим в области энергий сталкивающихся ядер от десятков МэВ до ультрарелятивистских энергий. Поэтому очень важно изучить его как можно более полно.

В последние годы в ядерном веществе интенсивно ищутся критические явления типа фазового перехода "газ – жидкость". Многие модели предсказывают при наличии фазового перехода изменение распределения выхода фрагментов промежуточных масс.

Поиск новых изотопов – одна из основных задач ядерной физики. Изотоп  $^{10}\text{He}$ , если бы был обнаружен, являлся бы самым нейтроноизбыточным изотопом из известных на сегодняшний день.

Поиск ядерных фрагментов с аномально большим сечением вза-

имодействия в веществе интересен их необычностью. В наиболее смелых моделях допускается, что аномалон может содержать свободный кварк. Поэтому важно точное измерение заряда кандидатов в аномалоны.

Интенсивно ведётся поиск узких дибарионных состояний, которые могли бы оказаться принципиально новыми объектами, отличными от обычных нуклонных и пион-нуклонных резонансов.

Исследование поляризационных эффектов при образовании кумулятивных протонов при промежуточных энергиях даёт материал для выделения вклада различных механизмов их образования, выяснение роли рассеяния нуклонов на коррелированных кластерах и роли кратных столкновений.

Цель работы: Создать экспериментальные установки для проведения исследований ядро-ядерных взаимодействий методом тонкой внутренней мишени; отработать методику и провести набор статистики для выше перечисленных экспериментов; обработать экспериментальный материал и провести его физическую интерпретацию.

Научная новизна работы. Перечислим новые результаты, полученные в экспериментах, вошедших в эту работу.

Эксперименты по дифракционной диссоциации протонов на протонах и ядрах гелия при энергиях 50 – 400 ГэВ. Дифференциальные сечения  $d^2\sigma/dtdM_x^2$  с уменьшением  $|t|$  не падают, а сохраняют экспоненциальное поведение вплоть до значений  $|t| \approx 0,001$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> во всём диапазоне энергий (до 400 ГэВ), что согласуется с моделями, предсказывающими рост полных сечений с энергией.

Из подобия спектров  $M_x$  при диссоциации протонов на протонах и ядрах гелия следует, что при малых  $|t|$  для всех трёх резонансных усилений в области малых масс  $M_x$  реакция  $pp \rightarrow pX$  идёт с обменом нулевым изотопическим спином.

Глауберовский анализ сечений реакции  $p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}$  показал, что с геометрической точки зрения дифракционная диссоциация имеет периферический характер, то есть неупругая дифракция налетающего протона происходит, в отличие от упругого рассеяния, на кольце, а не на чёрном диске.

Эксперименты по изучению фрагментации ядер. В экспериментах на пучках синхрофазотрона изучалась эмиссия лёгких фрагментов из

ядер. Было показано, что в рамках термодинамической модели, фрагменты с зарядами 2-3 испускаются источниками, имеющими скорость, которая является универсальной функцией энергии/нуклон регистрируемого фрагмента и не зависит ни от типа фрагмента, ни от атомного номера ядра мишени.

Были измерены полные сечения выхода из золотой мишени фрагментов с зарядами 5-10 и обнаружено, что с ростом энергии налетающей  $\alpha$ -частицы отношение выхода лёгких фрагментов по отношению к более тяжёлым сначала падает, а, начиная с 6 ГэВ, растёт. Качественное изменение при энергии несколько ГэВ поведения такого мягкого процесса как фрагментация ядра, - удивительно. Этот эффект может оказаться проявлением фазового перехода в ядерном веществе. На пучке протонов такого эффекта не найдено.

Поисковые эксперименты. В этих экспериментах были установлены верхние границы (наименьшие на время проведения экспериментов) для образования ядра  $^{10}\text{Ne}$  при фрагментации ядра  $^{232}\text{Th}$ , образования аномалонов и фрагментов с дробным зарядом при фрагментации ядер  $^{16}\text{O}$  с энергией 4,5 ГэВ/нуклон, и образования узких дипротонных резонансов в упругом pp рассеянии в диапазоне эффективных масс сталкивающихся протонов 1930-1980 МэВ.

Измерение  $A_y$  в реакции  $d \uparrow C \rightarrow p X$ . При энергиях поляризованного дейтрона 0,6-2,1 ГэВ/нуклон для углов вылета кумулятивных протонов  $75^\circ$ - $90^\circ$  анализирующая способность  $A_y$  имеет положительный знак и растёт с увеличением энергии протонов, достигая максимальных значений около 30 % у кинематического предела рассеяния нуклона на ядре как целом. Поведение  $A_y$  в зависимости от кумулятивного числа  $Q$  одинаково для этих энергий. ( Величина  $Q_{\text{max}}$  определяется как масса мишени, на которой должен упруго рассеяться налетающий протон, чтобы под данным углом иметь ту же энергию, что и регистрируемый нами. ) Такое поведение  $A_y$  противоречит механизму однократного рассеяния на быстром нуклоне ядра, и ближе к механизму рассеяния на нуклонных кластерах.

Методика. Разработан метод мониторинга при переменной энергии пучка для работы с внутренней мишенью, содержащей водород или дейтерий. Телескоп полупроводниковых детекторов непрерывно изменяет угловую позицию синхронно с энергией ускоряемых ядер так, чтобы энергия регистрируемых частиц отдачи упругого рассеяния на водороде, используемых для мониторинга, остава-

лась постоянной во всём диапазоне измерений.

На пучке  $^3\text{He}$  в диапазоне энергий 70-430 МэВ сделаны измерения для учёта ядерных взаимодействий в детекторах полного поглощения. Созданы поляриметры векторной и тензорной поляризации дейтронов с энергией 10 МэВ на выходе инжектора ЛУ-20 и поляриметр векторной поляризации дейтронов на внутреннем пучке синхрофазотрона.

Создана гибкая система сбора данных, использующая интеллектуальные контроллеры крейтов САМАС. Написаны программы быстрой обработки данных на малой ЭВМ с эффективным использованием внешней памяти.

Научно-практическая значимость. Результаты экспериментов, изложенных в диссертации, дали обширный материал для физики адронов высоких энергий и релятивистской ядерной физики.

В совместной работе интернациональных коллективов приобрели опыт физики, которые затем стали проводниками методики тонкой внутренней мишени в других физических центрах.

Методические разработки нашли прикладное применение при диагностике состава ядерного пучка и поляриметрии дейтронов низких и высоких энергий на синхрофазотроне ОИЯИ.

Приобретённый опыт использован при проектировании установок с внутренней мишенью для строящихся ускорителей - УНК (Серпухов) и Нуклотрона (ЛВЭ ОИЯИ).

Решена проблема исследования широкого класса мягких адронных процессов с применением водородной и ядерной внутренней мишени на циклических ускорителях.

Апробация работы и публикации. Работы, вошедшие в диссертацию, докладывались на семинарах ЛВЭ, Радиового института, ФНАЛ, на сессиях Академии наук СССР, на заседаниях Американского физического общества, на международных конференциях по физике высоких энергий в Будапеште (1977), Токио (1978), Женеве (1979), Лейпциге (1984), Беркли (1986), международной конференции по ядерной физике во Флоренции (1983), на международных конференциях по спиновым явлениям в физике высоких энергий в Протвино (1986), Миннесоте (1988) и на нескольких всесоюзных семинарах и

совещаниях.

Основные результаты диссертации изложены в 18-ти публикациях, список которых приводится в конце реферата.

Объём диссертации. Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения. Работа содержит 214 страниц машинописного текста, включая 103 рисунка и список цитируемой литературы из 212 наименований.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ.

### Введение.

#### Тонкие внутренние мишени.

Уникальными особенностями тонкой внутренней мишени являются:

- 1) высокая светимость, при физически малой толщине мишени; отсутствие вторичных взаимодействий в мишени;
- 2) отсутствие искажений в спектрах выходящих из мишени низкоэнергетических частиц ;
- 3) возможность проводить измерения в широком диапазоне непрерывно меняющейся энергии пучка ускорителя;
- 4) возможность иметь размеры мишени несколько мкм, то есть точно знать координаты вершины взаимодействия ;
- 5) возможность иметь много времени на пучке.

Толщины внутренних мишеней варьируются от  $10^{11}$  до  $10^{17}$  атомов/см<sup>2</sup>. На накопителях используются мишени с плотностями  $10^{11}$ - $10^{15}$  атомов/см<sup>3</sup>.

Помимо газовых струйных мишеней получили распространение кластерные мишени, мишени из замёрзших крупинок сконденсированных веществ, мишени из твёрдых микрочастиц, ускоренных в струе газа.

В газовых сверхзвуковых струйных мишенях струя имеет расходимость несколько десятков градусов, поэтому сопло располагают на расстоянии 1-4 см от пучка. Близость сопла к пучку часто нежелательна, так как оно может служить дополнительным источником фона.

Кластерные мишени имеют меньшую расходимость, чем газовые и поэтому позволяют отодвинуть сопло на расстояние несколько де-

сятков см. Кластерный пучок формируется прохождением газа через охлаждаемое сопло при условиях, в которых газ близок к фазовому переходу в жидкость. При этом центральная часть струи состоит из ассоциаций молекул - кластеров, с количеством атомов в кластере около  $10^5$ - $10^6$ . Струя проходит несколько диафрагм, в промежутках между которыми откачивается газ, не подвергшийся кластеризации. Толщина кластерной мишени  $10^{13}$  -  $10^{15}$  атомов/см<sup>2</sup>. Границы хорошо сформированы. На ускорителях, где к вакууму предъявляются жёсткие требования, предпочтение отдаётся кластерным мишеням.

Максимальные светимости достигаются при использовании твёрдых плёночных мишеней и мишеней из вращающихся нитей толщиной около 1 мкм. Основной проблемой здесь является радиационное разрушение мишени.

Для получения больших светимостей и точечной геометрии начинают применять мишени из крупинки замёрзшего газа размерами несколько мкм.

Для элементов, которые трудно получить в виде газа, разработаны мишени из микрочастиц размерами меньше одного микрона, которые предварительно ускоряются струёй газа в капилляре.

Внутренние мишени начали применяться и на ускорителях низких энергий благодаря применению электронного охлаждения пучка, компенсирующего его нагревание от взаимодействия с мишенью.

Начали развиваться *поляризованные струйные мишени*, позволяющие проводить измерения на поляризованных протонах (чистый водород) без примеси ядерной компоненты, всегда присутствующей в традиционных поляризованных мишенях. Плотность *поляризованных струйных мишеней*, уже работающих на ускорителях, составляет около  $2 \times 10^{11}$  атомов/см<sup>3</sup>. Разрабатываются струйные поляризованные мишени нового типа, использующие технику сверхнизких температур и сильные магнитные поля для накопления атомарного водорода.

В экспериментах, представленных в настоящей работе, применялись твёрдые плёночные мишени и газовые струйные мишени .

### Методика регистрации частицы отдачи.

Наибольшую известность использование тонкой внутренней мишени получило в экспериментах по изучению упругого pp рассеяния методом регистрации частицы отдачи.

При высоких энергиях кинематика частицы отдачи в реакциях

упругого рассеяния очень слабо зависит от импульса налетающей частицы, и установка в одной и той же конфигурации может быть использована от нескольких ГэВ до десятков ТэВ. Регистрация быстрой рассеянной вперед частицы требует с ростом энергии линейного увеличения размеров аппаратуры.

Второе, не менее важное, преимущество метода заключается в том, что легко измерять чрезвычайно маленькие передачи импульса. Квадрат переданного 4-импульса как для упругого рассеяния, так и для инклюзивной реакции  $p A \rightarrow X A$  просто определяется как  $t = -2MT$ , где  $M$  и  $T$  — масса и кинетическая энергия частицы отдачи. Для инклюзивной реакции  $p A \rightarrow X A$  при регистрации частицы отдачи разрешение по массе возбужденной системы в  $S/M_X^2$  лучше, чем при регистрации частицы вперед (при равных относительных точностях в измерении импульсов и углов).

Для измерения медленной частицы отдачи лучшими детекторами являются кремниевые полупроводниковые детекторы, которые хорошо работают в вакууме и могут регистрировать протоны с энергиями от сотен КэВ до десятков МэВ (или по величине квадрата переданного 4-импульса от  $0,0002$  до  $0,05$   $(\text{ГэВ}/c)^2$ ).

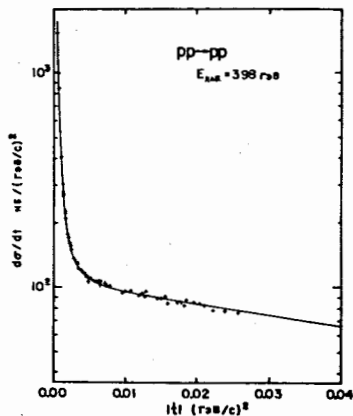


Рис.1. Дифференциальное сечение упругого  $pp$  рассеяния при энергии 398 ГэВ.

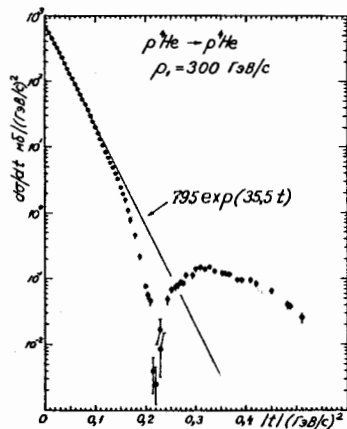


Рис.2. Дифференциальное сечение упругого  $p^4\text{He}$  рассеяния при энергии 393 ГэВ.

Телескопы из двух полупроводниковых детекторов позволяют

идентифицировать ядра отдачи  $\Delta E-E$  методом и определить, что ядро отдачи не разрушено, и рассеяние произошло когерентно.

Рис.1 и рис.2 иллюстрируют применение методики для измерения малых  $|t|$  — измеренные на газовых струйных мишенях с помощью полупроводниковых детекторов дифференциальные сечения упругого  $pp$  и  $p^4\text{He}$  рассеяния при энергии 400 ГэВ.

Дифракционная диссоциация протонов на протонах и ядрах гелия при энергиях 50 - 400 ГэВ. (Глава 1)

Мишенью являлась сверхзвуковая струя газа, формируемая соплом Лавала с диаметром горловины 150 мкм. Сопло располагалось на расстоянии 2-3 см от пучка. Газ несколько раз за цикл ускорения инжектировался в камеру ускорителя импульсами по 100-200 мс.

Для улавливания инжектируемого водорода применялась криогенная ловушка, охлаждаемая жидким гелием. При работе с гелиевой струей вакуум в области мишени поддерживался с помощью буферного объема и мощного диффузионного насоса. Кроме того, по обе стороны от мишени на участке  $\pm 5$  метров были расположены восемь диффузионных насосов, которые снижали парциальное давление гелия до  $10^{-9}$  Торр. Тёплый вариант улавливания газа дешевле и проще в эксплуатации, однако отношение плотности газа в центре струи к подложке рассеянного газа оказалось на порядок больше при работе с водородом, чем с гелием (300 и 30, соответственно). Это связано с более эффективным захватом водорода криогенной ловушкой, чем откачка диффузионными насосами тёплого гелия. Плотность газа в центре струи составляла  $5 \times 10^{-8}$  г/см<sup>3</sup> для водорода и  $4 \times 10^{-7}$  г/см<sup>3</sup> для гелия. Распределение плотности в струе близко к гауссовскому с полной шириной на полувысоте в области взаимодействия с пучком 12 мм для водорода и 6 мм для гелия. Разница в плотности и ширине распределения объясняется, в основном, разной температурой сопла и газов (более тёплая струя имеет меньшую расходимость).

Детекторы размещались на расстоянии 7,5 м от мишени в боксе, который посредством ионопровода и сильфонов соединялся с камерой ускорителя. Частицы отдачи регистрировались телескопами полупроводниковых детекторов. Типичный размер детектора 4 x 30 мм<sup>2</sup>. Толщины от 15 до до 1500 мкм позволяют идентифицировать  $\Delta E-E$  методом протоны с энергией от 0,9 МэВ до 18 МэВ и ядра  $^4\text{He}$

с энергией от 3,5 МэВ до 70 МэВ.

Дифракционная диссоциация является неупругим процессом, очень похожим при высоких энергиях на упругое рассеяние: интегральные сечения слабо зависят от энергии, дифференциальные сечения имеют острый пик вперёд, между взаимодействующими частицами нет обмена квантовыми числами (кроме спина и чётности). Вклады упругой и неупругой дифракции в полное сечение близки по величине.

Для описания дифракционной диссоциации применяются геометрические модели, метод собственных состояний дифракции, модель Дека ( виртуальная диссоциация налетающего протона на нуклон и пион и их последующее рассеяние на мишени ), трёхреджеонный формализм, модели составных адронов. Многие свойства дифракционной диссоциации определяются размерами адронов, однако некоторые характеристики могут быть связаны с более глубокой структурой.

Измерение энергии ядра отдачи вне упругого пика даёт возможность определить массу возбуждённой системы, образовавшейся из пучкового протона.

$$M_x^2 = m^2 + 2 p_1 \sqrt{|t|} \left[ \sin \theta - \left( 1 + \frac{M}{P_1} \right) \frac{\sqrt{|t|}}{2M} \right], \text{ где}$$

$p_1$  - импульс налетающего протона,  $m$  - масса протона,  $M$  - масса ядра отдачи,  $\theta$  - угол частицы отдачи (от нормали к пучку),  $t$  - квадрат переданного 4-импульса.

Из зарегистрированных под различными углами энергетических спектров частиц отдачи определяется двойное дифференциальное сечение

$$\frac{d^2\sigma}{dt dM_x^2} = \frac{\pi}{p_1 \sqrt{(t/2M)^2 + |t|}} \times \frac{\Delta N(t)}{\Delta t} \times \frac{1}{L \Delta \Omega}, \text{ где}$$

$\Omega$  - телесный угол детектора,  $L$  - величина пропорциональная светимости области взаимодействия  $L = N_{e1} / (d\sigma/d\Omega)_{e1} \Delta \Omega_{e1}$ , определяемая по упругому рассеянию, регистрируемому самим телескопом или неподвижными мониторами.

Представление об экспериментальном материале реакции  $pp \rightarrow Xp$  можно получить из рис.3, где приведён энергетический спектр частиц под углом 78 мрад, зарегистрированный при взаимодействии протонов с энергией 50, 150 и 400 ГэВ со струйной водородной ми

шенью. Спектр при 150 ГэВ получен в отсутствии инжекции струи и иллюстрирует уровень остаточного газа через 1 с после первой инжекции при 50 ГэВ.

Анализ фона удобно провести для энергии пучка 50 ГэВ, где вклад протонов от неупругих процессов кинематически запрещён.

Ниже 2 МэВ фон велик, и в данном телескопе этот диапазон энергий не пригоден для анализа. Протоны, имеющие энергию меньше 5,5 МэВ, останавливаются в первом детекторе и не могут быть идентифицированы  $\Delta E-E$  методом. Для протонов, останавливающихся во втором детекторе, работает идентификация, и фон резко уменьшается. В области 8,3-13,5 МэВ находится пик упругого рассеяния от центральной струи, расположенный на плоском пьедестале протонов от упругого рассеяния на разреженном газе. В эксперименте  $pp \rightarrow pX$  оказалось возможным спектры для 50 ГэВ вычитать как фон из спектров для более высоких энергий и убрать все эффекты, связанные с присутствием интенсивного упругого рассеяния.

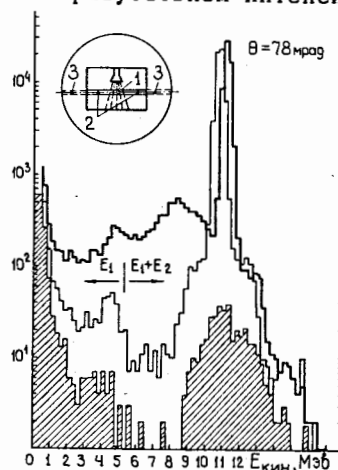


Рис.3. Спектры частиц отдачи от водородной мишени при 400 ГэВ и 50 ГэВ. Заштрихован спектр от остаточного газа при 150 ГэВ.

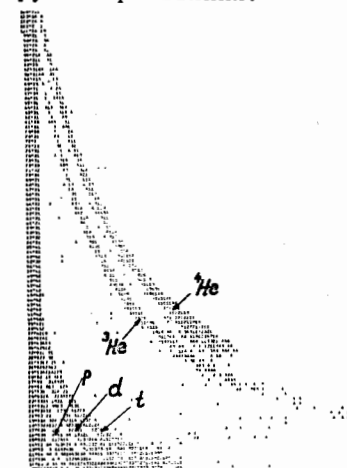


Рис.4.  $\Delta E-E$  спектр частиц отдачи от гелиевой струйной мишени при энергии 400 ГэВ.

На рис.4 показано распределение  $\Delta E-E$  сигналов в полупроводниковых детекторах, полученное при работе с гелиевой струей. Ядро гелия не имеет возбуждённых состояний, которые при снятии возбуждения оставляют ядро неразрушенным. Поэтому, все события,



с энергией меньшей энергии упругого рассеяния, находящиеся на "ветви  ${}^4\text{He}$ ", относятся к реакции когерентной дифракционной диссоциации.

Дифференциальные сечения параметризовались формулой

$$\frac{d^2\sigma}{dt dM_x^2} = \left(1 + \frac{C}{P_1}\right) \times \Lambda(M_x^2) e^{B(M_x^2)t}, \text{ где } p_1 - \text{импульс налетающего протона.}$$

На рис. 5 и рис. 6 показано поведение параметров  $\Lambda$  и  $B$  в зависимости от массы возбуждённой системы.

Как для реакции  $pp \rightarrow Xp$ , так и для  $p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}$  в сечениях найдены максимумы при  $M_x \cong 1,4$  ГэВ, 1,68 ГэВ и 2,1 ГэВ. Эту структуру связывают с рождением истинных резонансов (1,68 ГэВ, 2,1 ГэВ) и нерезонансными пороговым усилением (1,4 ГэВ).

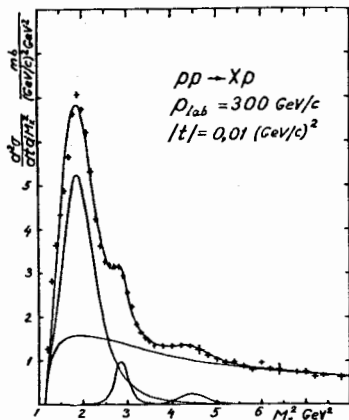


Рис. 5. Спектр масс  $\Lambda(M_x^2)$  в реакции  $pp \rightarrow Xp$  при  $|t|=0,01$  (ГэВ/с) $^2$ . Сплошные линии - слагаемые аппроксимирующей формулы.

Параметр наклона  $B(M_x^2)$  для  $pp \rightarrow Xp$  уменьшается с ростом  $M_x$  от 23 (ГэВ/с) $^{-2}$ , у порога реакции, до 6 (ГэВ/с) $^{-2}$  при  $M_x^2 \geq 2,7$  ГэВ $^2$ . Для  $p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}$  он меняется аналогично, но сдвинут на величину 25 (ГэВ/с) $^2$ , связанную с формфактором ядра. Для  $M_x^2 > 5$  ГэВ $^2$  зависимость сечений от  $M_x^2$  согласуется с "трёхпомеронным"

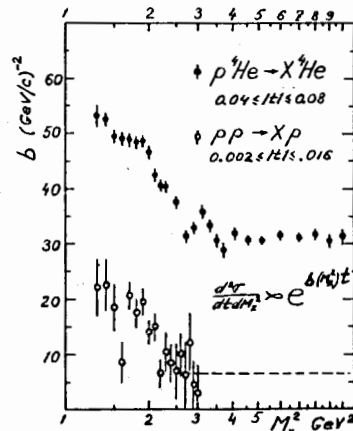


Рис. 6. Сравнение параметров наклона  $B(M^2)$  для реакций  $pp \rightarrow Xp$  и  $p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}$ .

поведением

$$d^2\sigma/dt dM_x^2 (t=0) = G_{PPP}(0) / M_x^2.$$

Для  $-t < 0,08$  (ГэВ/с) $^2$  приближённо выполняется факторизация упругих и неупругих сечений на водороде и гелии

$$\frac{d^2\sigma}{dt dM_x^2} (pp \rightarrow Xp) / \frac{d^2\sigma}{dt dM_x^2} (p\text{He} \rightarrow X^4\text{He}) = \frac{d\sigma_{e1}}{dt} (pp) / \frac{d\sigma_{e1}}{dt} (p^4\text{He}).$$

Для когерентной реакции на ядре  ${}^4\text{He}$ , имеющем изотопический спин нуль, возможен обмен только нулевым изотопическим спином. Факторизация означает, что и реакция  $pp \rightarrow Xp$  при малых  $|t|$  также идёт с обменом нулевым изотопическим спином, в том числе и для всех трёх резонансных усилений.

Для больших значений  $|t|$  были сделаны расчёты дифференциальных сечений по модели Глаубера для двух типов элементарных нуклон-нуклонных амплитуд дифракционной диссоциации, центральной и периферической. Сравнение с экспериментом (рис. 7) явно отдаёт предпочтение периферической нуклон-нуклонной амплитуде.

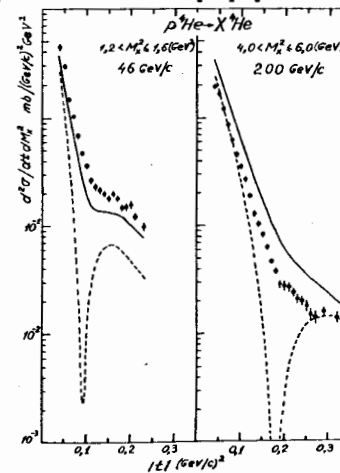


Рис. 7. Дифференциальные сечения для  $p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}$ . Сплошная линия - предсказание Глауберовской модели для периферической NN амплитуды, пунктирная - для центральной.

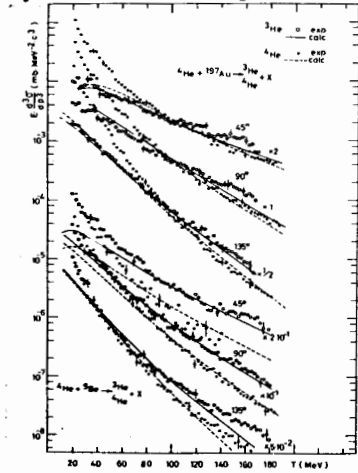


Рис. 8. Инвариантные сечения эмиссии  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$  при столкновении  ${}^4\text{He}$  с  ${}^{197}\text{Au}$  и  ${}^9\text{Be}$ . Энергия налетающих ядер гелия - 3,33 ГэВ/нуклон.

Эксперименты по фрагментации ядер. (Глава 2 и 3)  
На синхрофазотроне ОИЯИ нами были выполнены две группы экс-

периментов, в которых регистрировались продукты фрагментации ядер мишени. В одной серии изучалась эмиссия лёгких фрагментов  $^3\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^{6,7,8}\text{Li}$  при взаимодействии ядер гелия с энергией 3,33 ГэВ/нуклон с ядрами  $^9\text{Be}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{24}\text{Cu}$ ,  $^{108}\text{Ag}$ ,  $^{197}\text{Au}$  под углами  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  и  $135^\circ$ .

Были изучены наиболее общие свойства фрагментации и проведена интерпретация экспериментальных данных в рамках термодинамической модели.

Иллюстрация измеренных сечений выхода фрагментов приведена на рис.8. Форма спектров не экспоненциальна и не описывается распределениями Вайскопфа или Максвелла-Больцмана с одной температурой. Анизотропия спектров увеличивается с ростом энергии фрагментов. Для тяжёлых ядер сечение эмиссии ядер  $^4\text{He}$  с энергией меньше 100 МэВ превышает сечение эмиссии  $^3\text{He}$ .

Если допустить, что при взаимодействии в ядре образуется разогретый источник, испускающий фрагменты, то можно определить его термодинамические характеристики и продольную составляющую скорости.

Находятся значения энергии фрагментов, при которых величины Лоренц инвариантных сечений равны под различными углами. Допуская, что эти энергии, различные в лабораторной системе, соответствуют одной энергии в системе центра масс источника, мы можем определить его скорость.

Температура и скорость источника растут с увеличением энергии фрагментов. Испарение даёт значительный вклад для фрагментов с энергией ниже 50 МэВ. Замечательным оказалось то, что найденные таким способом скорости источников не зависят от массы ядра мишени и типа испускаемого фрагмента (рис.9). Все фрагменты, имеющие одинаковую энергию на нуклон, испускаются источниками с одинаковыми характеристиками. Это явление находит наиболее естественное объяснение в модели коалесценции (слипания).

Во второй группе экспериментов изучалась эмиссия из золота фрагментов промежуточных масс с зарядами  $Z_f=5-12$  на пучках протонов с энергией 2,6-7,5 ГэВ и ядер  $^4\text{He}$  с энергией 1,3-13,5 ГэВ. Измерения были сделаны для углов  $35-135^\circ$ .

Использование тонкой мишени и тонких детекторов в этих экспериментах особенно важно, так как мишень толщиной всего несколько микрон уже искажает энергетические спектры фрагментов

промежуточных масс, основная часть которых лежит при энергиях несколько МэВ/нуклон. На рис.10 приведён зарядовый спектр фрагментов, полученный телескопом, состоящим из детекторов толщиной 6 и 45 мкм.

Основные закономерности поведения дифференциальных сечений в зависимости от энергии фрагмента  $E_f$  видны на рис.11. Все спектры имеют максимум, обусловленный кулоновским барьером. Положение максимума слабо зависит от заряда фрагмента, энергии пучка и угла наблюдения.

Анализ данных был проведён в предположении существования двух источников, определяющих форму энергетического спектра фрагментов. В области малой кинетической энергии доминирует вклад источника с продольной скоростью  $\beta_1 \approx 0,008$ , в области высокой энергии – источника с продольной скоростью  $\beta_2 \approx 0,02$ .

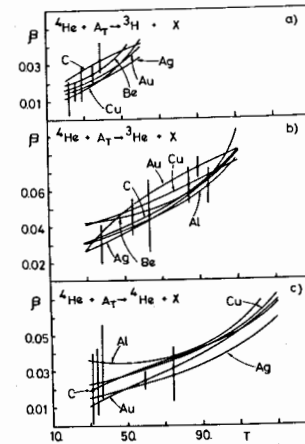


Рис.9. Скорости источников испускающих фрагменты  $^3\text{H}$ ,  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$  из различных мишеней. Ошибки показывают разницу для  $45^\circ$  и  $135^\circ$ .

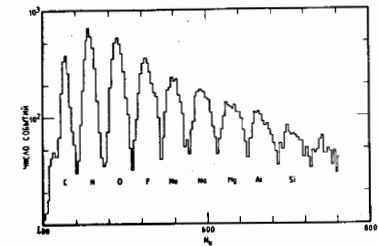


Рис.10. Выход фрагментов с зарядами  $Z_f=6+14$  в реакции  $p + \text{Au}$  для  $\theta_f = 90^\circ$ . Энергия налетающего протона 4,2 ГэВ.

Дифференциальные сечения образования фрагментов под определённым углом были параметризованы в виде

$$(d^2\sigma/dE_f d\Omega)(Z_f, E_f) = \sigma_1(Z_f) f_1(\beta_1, T_1) + \sigma_2(Z_f) f_2(\beta_2, T_2),$$

где первое слагаемое описывает двухтельный статистический распад по формулам асимметричного деления высоковозбуждённой ядерной

системы, а второе – вклад более быстрого источника, который был параметризован Максвелл–Больцмановским распределением, имеющим кулоновский барьер близкий к нулю.

Если описывать Z-распределение полного выхода фрагментов степенной функцией  $\sigma(Z_f) \propto Z_f^{-\tau}$ , то появление минимума в зависимости параметра  $\tau$  от энергии первичного пучка, может служить сигналом фазового перехода типа жидкость–газ в ядерном веществе. Этот параметр, как и в случае классического газа, должен иметь минимальную величину при некотором значении температуры ядерной возбуждённой системы вблизи критической точки на фазовой диаграмме плотность–температура.

Значения  $\tau(E)$ , полученные при разных энергиях протонов и  $\alpha$ -частиц, приведены на рис.12 и рис.13. Для реакции  ${}^4\text{He} + \text{Au}$  есть указание на минимум при энергии около 6 ГэВ как для полного выхода, так и, более выразительно, для компоненты  $\sigma_2$  (от быстрого источника).

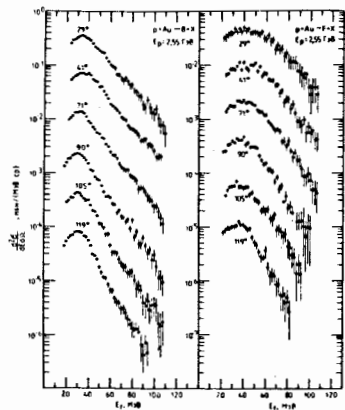


Рис.11. Дифференциальные сечения эмиссии фрагментов В и F под различными углами в л.с. в реакции  $p + \text{Au}$ . Энергия протонов 2,5 ГэВ.

Этот результат может служить указанием на проявление фазового перехода в ядерном веществе.

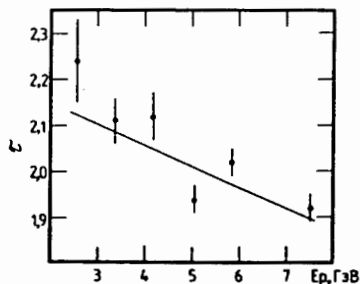


Рис.12. Зависимость параметра  $\tau$  от энергии налетающих протонов для реакции  $p + \text{Au}$ .

#### Поисковые эксперименты. (Глава 4)

а) Поиск  ${}^{10}\text{He}$ . Искался изотоп  ${}^{10}\text{He}$  в реакции фрагментации ядра  ${}^{232}\text{Th}$  на пучке дейтронов с импульсом 4,8 ГэВ/с. Изотопы гелия и лития регистрировались в интервале энергий 14–38 МэВ телескопом из четырёх полупроводниковых детекторов. Применение двух  $\Delta E$  детекторов в одном телескопе улучшает идентификацию ядер. Результаты эксперимента показаны на рис.14.

Было зарегистрировано 2000 ядер  ${}^8\text{He}$ . Основной фон событий вблизи расчётной позиции  ${}^{10}\text{He}$  возникает от одновременной регистрации двух ядер (в основном  $\text{He}^6+p$  и  $\text{He}^6+d$ ).

Верхняя граница сечения образования стабильного изотопа  ${}^{10}\text{He}$  была оценена в 2 мкбн, что значительно ниже значения следующего из полуэмпирической систематики сечений образования лёгких фрагментов  $\sigma \propto c(Z_f) \cdot \exp(Q_{\text{qq}}/T_0)$ , где  $Q_{\text{qq}}$  – разность масс основных состояний начальных и конечных продуктов реакции,  $T_0$  – параметр, равный, примерно, 2–3 МэВ.

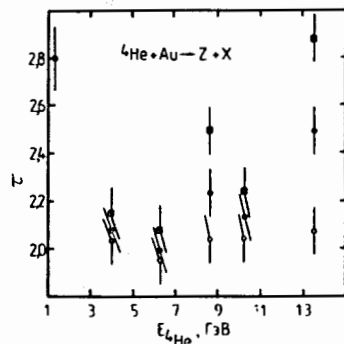


Рис.13. Зависимость  $\tau$  от энергии налетающих  $\alpha$ -частиц для реакции  ${}^4\text{He} + \text{Au}$ . Чёрные точки –  $\tau$  определялся по полным сечениям, квадраты – по вкладу быстрого источника, светлые – по вкладу медленного источника.

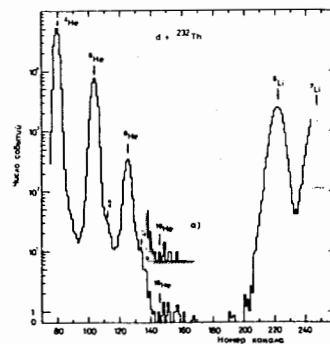


Рис.14. Эксперимент по поиску  ${}^{10}\text{He}$ . Спектр изотопов гелия и лития для реакции  $d + {}^{232}\text{Th}$ . Импульс налетающих дейтронов 4,8 ГэВ/с.

б) Поиск аномалонов. Искались ядра с аномально большим се-

чением взаимодействия в веществе и временем жизни больше  $5 \times 10^{-8}$  с среди продуктов фрагментации налетающего ядра кислорода с импульсом 4,5 ГэВ/нуклон.

В этом эксперименте регистрировались пучковые фрагменты и, поэтому, геометрия сильно отличается от описанной ранее. Мишень располагалась на расстоянии 18 метров от детекторов, также находящаяся в камере ускорителя. В магнитном поле ускорителя на детекторах фокусировались нейтроноизбыточные фрагменты ядер, разрушенных на мишени. Стопка кремниевых детекторов использовалась как живая вторичная мишень. В ней определялась длина свободного пробега фрагментов.

Верхние границы примеси аномалонов среди регистрируемых ядер от гелия до азота получились ниже 0,5 %.

В этих же экспериментах были получены оценки примеси фрагментов с дробным зарядом. Энергетические потери  $\Delta E$  релятивистских ядер в тонких детекторах пропорциональны квадрату их заряда  $Z$ . Фрагменты регистрировались телескопом из четырёх детекторов. Разрешение одного детектора толщиной 1,8 мм составляло  $\sigma_Z \cong 0,17$  единиц заряда. Отбирались события, в которых разность амплитуд в любой паре детекторов не превышала заданной величины  $|Z_i - Z_j| < \Delta Z$ .

Таким отбором исключались события с большими флуктуациями ионизационных потерь и ядерными взаимодействиями в детекторах. Эффективность такого метода отбора иллюстрируется на рис.15. Верхняя граница примеси фрагментов с дробным зарядом, полученная в этом эксперименте равна  $2 \times 10^{-4}$  с достоверностью 95 %. Имитация сигнала от дробного заряда может возникать при прохождении через детекторы двух фрагментов одновременно.

#### в) Поиск узких резонансов в упругом pp рассеянии.

Дибарионы ищутся в последнее время очень интенсивно. Эта задача является одной из основных для физики промежуточных энергий. Доказательство их существования пролило бы новый свет на кварковые степени свободы в нуклонах и ядрах.

Если дибарионы с изотопическим спином  $T=1$  существуют и распадаются на пару протонов, то в сечении упругого pp рассеяния как функции энергии пучка следует ожидать особенности. Из условия унитарности матрицы рассеяния сечение в области резонанса может достигать величины  $2\lambda^2$ , что при энергиях сотни МэВ превышает известное сечение, примерно, в два раза.

В основе этого эксперимента лежит возможность работать с внутренней мишенью при переменном поле синхрофазотрона. Измерения проводились при необычно низких для синхрофазотрона энергиях 116–199 МэВ. Магнитное поле синхрофазотрона измерялось с точностью 1 Гс, что соответствует разрешению по инвариантной массе сталкивающихся протонов 0,25 МэВ. В качестве мониторирующей реакции использовалось упругое pd рассеяние.

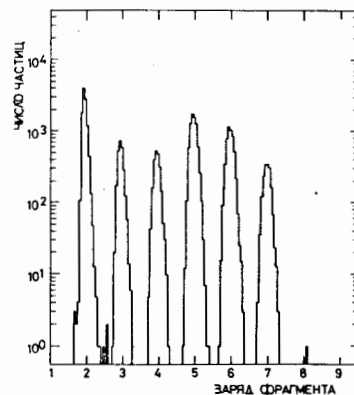


Рис.15. Распределение фрагментов по заряду при разрушении ядер  $^{16}\text{O}$  с энергией 3,66 ГэВ/нуклон на майларовой мишени. Отобраны события, в которых разность амплитуд между любой парой из 4-х детекторов не превышает 0,15.

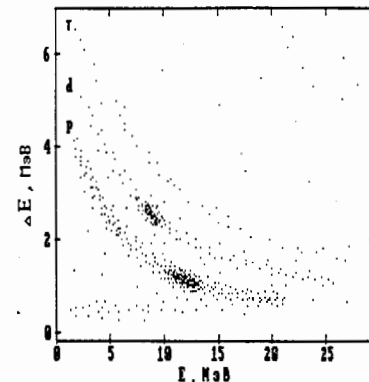


Рис.16. Распределение  $\Delta E$ - $E$ , зарегистрированное от мишени из сплава  $(\text{CH}_2)_n$  и  $(\text{CD}_2)_n$  при энергии налетающих протонов 150 МэВ.

Мишенью являлась плёнка из сплава обычного и дейтерированного полиэтилена. На рис.16 приведён двумерный спектр  $\Delta E$ - $E$  распределения, полученный в коротком диапазоне энергий налетающего протона. Хорошо видны пики упругого pp и pd рассеяния.

Отношение сечений упругого pp и pd рассеяния, нормированное на гладкую функцию, приведено на рис.17. Распределение не показало отклонений, значительно превышающих статистические. Статистическая точность измерений – 0,9% на один МэВ инвариантой массы pp системы. В этом эксперименте было зарегистрировано 4 млн событий упругого pp и 2 млн событий упругого pd рассеяния.

### Эксперименты на пучке поляризованных дейтронов. (Глава 5)

С момента создания на синхрофазотроне ускоренного пучка поляризованных дейтронов спектрометр на внутренней мишени являлся удобным поляриметром. Опыт работы с тонкой мишенью и методика регистрации ядер низких энергий полупроводниковыми детекторами оказались очень полезными и для поляриметрии дейтронов с энергией 10 МэВ после линейного ускорителя. Измерение поляризации при энергиях синхрофазотрона проводилось с помощью измерения асимметрии в упругом дейтрон-протоином рассеянии.

#### Изучение реакции $d \uparrow C \rightarrow p X$ при энергиях дейтрона 0,6 - 2,1 ГэВ/нуклон.

На пучке поляризованных дейтронов измерялась асимметрия эмиссии быстрых протонов из  $^{12}C$  вне кинематики однократного нуклон-нуклонного рассеяния.

Несколько моделей воспроизводят общие свойства инклюзивных сечений, но не могут объяснить данные по анализирующей способности, которые являются дополнительным тестом механизма реакции.

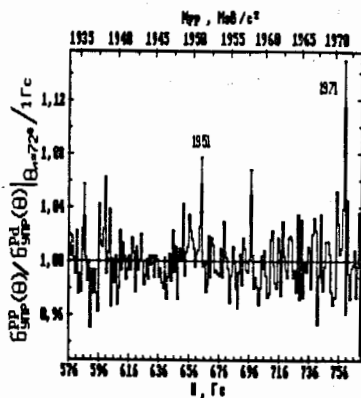


Рис.17. Отношение сечений упругого pp и pd рассеяния (нормированное на гладкую функцию) в зависимости от магнитного поля синхрофазотрона.

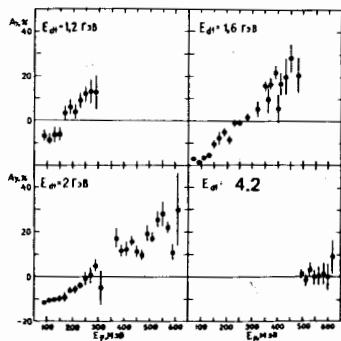


Рис.18. Зависимость  $A_y$  от энергии протона под углом  $75^\circ$  в реакции  $d \uparrow C \rightarrow p X$  при энергиях налетающего дейтрона 0,6, 0,8, 1,0 и 2,1 ГэВ/нуклон.

Быстрые протоны регистрировались под углами  $75^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $102^\circ$  и

$120^\circ$  телескопами, каждый из которых состоял из двух пластмассовых сцинтилляторов с толщинами 8 мм и двух кристаллов NaI(Tl) с толщинами 80 и 150 мм.

Между пластиками помещался поглотитель, что позволило расширить диапазон энергий регистрируемых протонов до 600 МэВ.

Результаты измерений  $A_y$  при энергиях 0,6, 0,8, 1,0 и 2,1 ГэВ/нуклон приведены на рис.18. Данные при 0,8 ГэВ/нуклон хорошо согласуются с данными для реакции  $p \uparrow C \rightarrow p X$  при той же энергии.

Под углом  $75^\circ$  значение  $A_y$  при малых энергиях отрицательно и совпадает по знаку с  $A_y$  для упругого pp рассеяния. В этой области основной вклад даёт квазиупругое рассеяние на нуклонах ядра, с последующим сильным перерассеянием. С увеличением энергии регистрируемого протона  $A_y$  меняет знак и при приближении к кинематической границе рассеяния на ядре как целое достигает максимального значения 30 - 40 %. Полученные при разных энергиях значения  $A_y$  ложатся на одну кривую, если в качестве аргумента взять массу мишени  $M_t$ , после упругого рассеяния на которой, налетающий протон становится регистрируемым протоном.

В образование кумулятивных протонов вносят вклад несколько процессов. При энергии налетающего нуклона ниже 300 МэВ основной вклад, повидимому, даёт однократное рассеяние на быстром нуклоне. При более высоких энергиях растёт вклад рассеяния на более тяжёлых кластерах. Для выделения вкладов разных механизмов необходимы корреляционные эксперименты на пучках поляризованных протонов и дейтронов.

#### Методические особенности экспериментов на внутренних мишенях. (Глава 6)

При работе с газовой струйной мишенью основным источником фона является остаточный газ, который не полностью откачивается между циклами ускорения, что было проиллюстрировано на рис.3.

На синхрофазотроне, где плёночная мишень и детекторы располагаются в камере ускорителя, наибольшую опасность представляет фон частиц от взаимодействия разрушающегося пучка с конструкциями вблизи от детекторов. Если магнитное поле ускорителя постоянно (режим "стола"), выбивающие из ускорения частицы размазываются по камере ускорителя равномерно и фон невелик.

При нарастающем или спадающем поле пучок разрушается силь-

нее, особенно при низких энергиях. Выбивающие из ускорения частицы сворачивают внутрь кольца при нарастающем поле и наружу при спадающем поле. В зависимости от того, с какой стороны расположены конструкции мишени, фоновые условия могут в десятки раз отличаться для работы на растущем и спадающем поле.

Для того, чтобы выбивающие из ускорения частицы взаимодействовали с веществом как можно дальше от детекторов, мы вводили в камеру очень массивную ( $30 \text{ г/см}^2$ ) мишень — перехватчик на расстоянии 20 м по ходу пучка от плёночной мишени. Применение перехватчика при работе на растущем поле снижало фон мягких протонов в экспериментах по фрагментации в несколько десятков раз.

При измерении рассеяния на ядрах для мониторингования применяется гибридная мишень, содержащая водород или дейтерий.

В экспериментах по поиску узких дибарионных резонансов проблема мониторингования была особенно важной. Измерения проводились при очень низкой энергии 80–200 МэВ на спадающем поле. Пучок сильно разрушается и, поскольку использовались детекторы не выделяющие направления на мишень, флуктуации фона, зависящие от величины поля, могли полностью исказить результаты измерений.

Была изготовлена плёночная мишень с одинаковым содержанием обычного и дейтерированного полиэтилена. Упругое  $pp$  рассеяние служило бесфоновым монитором для упругого  $pp$  рассеяния (рис. 16).

#### Спектрометр ядер отдачи.

В описанных выше экспериментах детекторы медленных частиц располагались либо в камере ускорителя, либо в ионопроводах соединённых с ней. При регистрации быстрых частиц использовались также окна в камере ускорителя, закрытые фольгой.

Механическая система, несущая детекторы, имеет конструкцию типа "зонтика", который вводится через вакуумный шлюз в камеру синхрофазотрона и "раскрывается" под её потолком. Для уменьшения шумов полупроводниковые детекторы охлаждаются с помощью *тепловых труб*, которые при небольшом собственном весе обладают значительно большей теплопроводностью, чем сплошные металлические конструкции. Тепловая труба представляет собой герметичную трубку, частично заполненную жидким теплоносителем, который испаряется в зоне нагрева и конденсируется в зоне охлаждения.

Для регистрации медленных протонов и ядер применялись те-

лескопы кремниевых детекторов с толщинами от 6 мкм до 4000 мкм. В экспериментах по изучению фрагментации ядер количество детекторов в телескопе доходило до шести, однако наибольшее применение имели телескопы из трёх или четырёх детекторов. Последний детектор обычно работает как антисовпадательный.

#### Бегающий счётчик.

Мониторирование осуществляется регистрацией упруго рассеянных протонов или дейтронов отдачи из мишени, содержащей водород или дейтерий. При непрерывно меняющейся энергии пучка для измерений ниже 3 ГэВ/нуклон мониторингование одним неподвижным детектором становится крайне неудобным. Энергия частиц отдачи под фиксированным углом растёт, а дифференциальное сечение резко падает с увеличением энергии пучка. Например, в упругом  $\alpha d$  взаимодействии при изменении магнитного поля синхрофазотрона от 1,2 до 10 кГс энергия дейтронов отдачи под углом  $84^\circ$  растёт от 5 до 40 МэВ, а сечение  $d\sigma/d\Omega$  уменьшается в 100 раз.

Для того, чтобы обойти это неудобство был разработан *бегающий монитор*. Детекторы располагались на каретке, движение которой синхронизировалось с изменением энергии ускоряемых частиц таким образом, чтобы энергия частиц отдачи упругого рассеяния оставалась строго постоянной во всём диапазоне измерений. Импульсы, отмечающие изменение магнитного поля ускорителя на 1 Гс, поступали на адресный счётчик памяти, в которую заносилась функция движения каретки, отражающая кинематику упругого рассеяния. Если в данной ячейке памяти, сопряжённой с величиной магнитного поля синхрофазотрона, была единица, шаговый двигатель делал шаг, если нуль, то не делал. Был разработан специальный блок питания, обеспечивающий работу шагового двигателя с большими переменными ускорениями. Обычно для мониторингования регистрировались упруго рассеянные дейтроны, имеющие энергию около 8 МэВ.

#### Поправки на ядерное взаимодействие.

В некоторых экспериментах мы использовали толстые кристаллы  $\text{NaI}(\text{Tl})$ . При работе с детекторами полного поглощения необходимо учитывать ядерные взаимодействия в них. Для протонов энергетическая зависимость отношений "пик/хвост" известны из литературы.

Для ядер таких данных не было. Мы провели специальное методическое измерение на выведенном пучке ядер  $^3\text{He}$  и измерили отношение "пик/хвост" (рис.19) для кристалла  $\text{NaI(Tl)}$  в диапазоне энергий 70÷430 МэВ.

#### Регистрация релятивистских ядер.

Если ядро разрушается в стопке детекторов, то  $\delta$ -электроны, которые сопровождали это ядро и количество которых пропорционально квадрату заряда ядра, пролетают несколько мм, и только после этого устанавливается новая амплитуда сигнала. Вклад  $\delta$ -электронов измеряется разностью сигналов для случаев, когда перед детектором нет вещества, и когда оно есть. Для ядер кислорода мы получили разницу около 6 %.

Если тонкие детекторы стоят рядом, то быстрые  $\delta$ -электроны проходят через несколько детекторов, и флуктуации ионизационных потерь не являются независимыми. Усреднение сигналов двух рядом стоящих детекторов даёт уменьшение стандартного отклонения в 1,2 раза, тогда как для удалённых детекторов оно составляет  $\sqrt{2}$ .

#### Электроника и система сбора информации спектрометра ядер отдачи на синхрофазотроне ОИЯИ.

В настоящее время спектрометр оснащён электроникой на сто каналов полупроводниковых детекторов и столько же сцинтилляционных счётчиков. Это, — усилители, модули быстрой логики, аналого-цифровые преобразователи. Вся электроника выполнена в стандарте САМАС и изготовлена в ОИЯИ.

Предусилители универсальны и рассчитаны на работу с детекторами большой емкости. Недавно нами разработана электроника с большей степенью интеграции: шестнадцатиканальные предусилители и четырёхканальные спектрометрические усилители, с усилением, задаваемым через магистраль САМАС. Эта электроника сделана на современных компонентах — гибридных маломощных усилителях, быстрых операционных усилителях и малогабаритных бистабильных реле в трактах переключения усиления.

Система сбора информации показана на рис.20. Расстояние между детекторами и помещением, где находятся основная часть аппаратуры и ЭВМ, — около 100 м. Крейты САМАС с аналого-цифровыми преобразователями расположены как рядом с детекторами, так и рядом с ЭВМ. Они управляются автономными контроллерами Р131 произ-

водства POLON, которые представляют собой процессоры с развитой системой команд и аппаратным выполнением функций САМАС.

При работе с большим количеством однотипных блоков применялись, также, специализированные контроллеры, управляемые программой, находящейся в перепрограммируемой постоянной памяти.

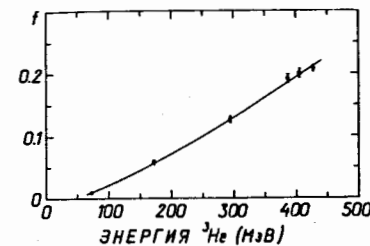


Рис.19. Вероятность неупругого ядерного взаимодействия для ядер  $^3\text{He}$  в кристалле  $\text{NaI(Tl)}$ .

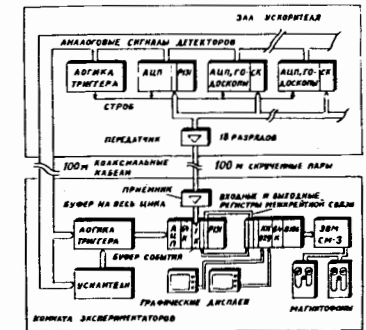


Рис.20. Схема сбора данных Спектрометра ядер отдачи.

После оцифровки данные по длинному кабелю передаются в буферную память 1к, находящуюся в крейте около ЭВМ, который также управляется контроллером Р131. В этом крейте строится событие из данных, оцифрованных блоками, находящимися в нём же, и данных из малой буферной памяти, переданных удалёнными крейтами. События, принятые в одном цикле ускорения, накапливаются в буферной памяти 64 К, находящейся в этом же крейте.

Каждый цикл содержание буфера 64 К переписывается на магнитную ленту, и, затем, из этого же буфера берутся события для on-line анализа.

ЭВМ СМ-3 связана с крейтом, в котором располагаются только служебные модули: контроллеры графических устройств, дополнительные блоки памяти, входные и выходные регистры для связи с крейтом, находящимся под управлением контроллера Р131.

Достоинством работы с автономными контроллерами является гибкий алгоритм отбора событий.

В качестве on-line программы используется популярная программа MULTI, имеющая удобную структуру доступа к данным, встроенный интерпретатор инструкций и развитый графический пакет.

#### Обработка данных.

Ограничением скорости работы на СМ-3 является отсутствие процессора для работы с плавающей запятой. Ещё более сильным ограничением является малая (32 К) память ЭВМ.

Для того, чтобы обойти ограничение по памяти, двумерные распределения гистограммировались во внешних блоках памяти 64 К, расположенных в крейте САМАС.

Основное увеличение скорости было достигнуто за счёт того, что вместо вычисления функций, использовались их табличные значения, вычисленные заранее.

Программы обработки для отбора событий и накопления двумерных распределений в блоках внешней памяти для достижения максимальной скорости писались на ассемблере.

#### Заключение.

В заключении сформулированы основные результаты диссертации.

Эксперименты по дифракционной диссоциации протонов на протонах и ядрах гелия при энергиях 50 - 400 ГэВ. Измерены сечения  $d^2\sigma/dt dM_x^2$  от порога реакции до  $M_x^2 \approx 10$  ГэВ<sup>2</sup> при  $0,001 \leq |t| \leq 0,4$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. С ростом энергии они при  $|t| \rightarrow 0$  не падают, как предсказывают модели с асимптотически постоянными полными сечениями, а сохраняют экспоненциальную зависимость от  $t$  до  $|t| \approx 0,001$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> и при 400 ГэВ. Из подобия спектров  $M_x$  при диссоциации протонов на протонах и ядрах гелия для малых  $|t|$  следует, что для всех трёх резонансных усилений реакция  $pp \rightarrow pX$  идёт с обменом нулевым изотопическим спином, что подтверждает их дифракционное происхождение.

Глауберовский анализ сечений реакции  $p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}$  показал, что дифракционная диссоциация имеет периферический характер, то есть неупругая дифракция протона происходит, в отличие от упругого рассеяния, на кольце, а не на чёрном диске.

Эксперименты по изучению фрагментации ядер. Изучена эмиссия фрагментов с  $Z=2+10$  при взаимодействии с различными мишенями протонов и  $\alpha$ -частиц при энергиях 0,5+7,5 ГэВ/нуклон.

Показано, что фрагменты с зарядами 2+3 испускаются источниками, имеющими скорость, которая является универсальной функцией энергии/нуклон регистрируемого фрагмента и не зависит ни от типа фрагмента, ни от атомного номера ядра мишени.

Измерены сечения выхода из золотой мишени фрагментов с зарядами 5+10. С ростом энергии налетающей  $\alpha$ -частицы отношение выхода лёгких фрагментов по отношению к более тяжёлым сначала падает, а, начиная с 6 ГэВ, растёт. Этот эффект может оказаться проявлением фазового перехода в ядерном веществе.

Поисковые эксперименты. Установлены верхние границы образования ядра  $^{10}\text{Ne}$  при фрагментации ядра  $^{232}\text{Th}$  на пучке релятивистских дейтронов, образования аномалон и фрагментов с дробным зарядом при фрагментации ядер  $^{16}\text{O}$  с энергией 4,5 ГэВ/нуклон и образования узких дипротонных резонансов в упругом  $pp$  рассеянии в диапазоне эффективных масс сталкивающихся протонов 1930+1980 МэВ.

Измерение  $A_y$  в реакции  $d \uparrow C \rightarrow p X$ . Эксперименты выполнены на пучке векторно поляризованных дейтронов в интервале энергий 0,6-2,1 ГэВ/нуклон. Для углов  $60^\circ + 90^\circ$  при увеличении энергии регистрируемых протонов  $A_y$  меняет знак и растёт по величине, достигая 30-40% у кинематического предела рассеяния нуклона на ядре как целом. Наблюдаемое поведение  $A_y$  противоречит модели однократного рассеяния на быстром нуклоне ядра.

Методика. Отработаны режимы работы с внутренней мишенью на растущем и спадающем поле ускорителя с применением мишени перехватчика для снижения фона в условиях сильного разрушения пучка.

Разработана методика регистрации продуктов фрагментации пучка, взаимодействующего с внутренней мишенью. Магнитное поле ускорителя используется при этом для фокусировки на детекторы определённых фрагментов.

Разработан метод мониторингования при переменной энергии пучка с использованием водородосодержащей мишени и подвижного телескопа, угловая позиция которого непрерывно изменяется так, чтобы энергия регистрируемых частиц отдачи упругого рассеяния оставалась постоянной во всём диапазоне измерений.

На монохроматическом пучке  $^3\text{He}$  проведены измерения ядерных взаимодействий в кристалле NaI(Tl) и сделано их сравнение с теоретическими расчётами.

Созданы поляриметры векторной и тензорной поляризации дейт-



ронов с энергией 10 МэВ на выходе инжектора ЛУ-20 и поляриметр внутреннего пучка синхрофазотрона.

Создан спектрометр, оснащённый оригинальной спектрометрической электроникой и гибкой системой сбора данных, использующей интеллектуальные контроллеры. Создана система быстрой обработки данных на малой ЭВМ с эффективным использованием внешней памяти.

Сделаны методические разработки для дальнейшего развития спектрометров на внутренних мишенях.

Результаты, изложенные в диссертации, опубликованы в работах:

1. А.А.Кузнецов, Б.А.Морозов, В.А.Никитин, П.В.Номоконов, Ю.К.Пилипенко, А.Сандач, В.А.Смирнов, Г.Г.Тахтамышев, Д.Гросс, Э.Дженкинс, Э.Маламуд, Р.Ямада. Дифракционная диссоциация протонов на протонах в области очень малых переданных импульсов при энергиях 50-400 ГэВ. - ЯФ 30 (1979) 1018.
2. E.Jenkins, A.Kuznetsov, B.Morozov, V.A.Nikitin, P.Nomokonov, Y.Pilipenko, A.Sandach, V.Smirnov, G.Takhtamyshev, E.Malamud, R.Yamada, D.Gross. Proton-proton diffraction at very small  $|t|$  for incident momenta 50-400 GeV/c. FERMILAB-Pub-79/56 EXP 7120.381.
3. A.Bujak, P.Devensky, A.Kuznetsov, B.Morozov, V.A.Nikitin, P.Nomokonov, Y.Pilipenko, V.Smirnov, E.Jenkins, E.Malamud, M.Miyajima, R.Yamada, A.Sandach. Coherent proton diffraction dissociation on helium from 46 to 400 GeV. - Phys.Rev.D 23(1981) 1911.
4. L.I.Abashidze, V.V.Avdeichikov, G.G.Beznogikh, V.V.Bogatin, V.A.Budilov, N.L.Gorshkova, T.F.Grabovskaya, A.P.Laricheva, V.D.Maisyukov, St.Mrowczynski, Yu.A.Murin, A.Navrot, V.A.Nikitin, P.V.Nomokonov, V.S.Oplavin, N.K.Zhidkov, I.P.Zielinski and J.Zlomanczuk. Emission of light fragments  $^3\text{H}$ ,  $^3\text{He}$  and  $^4\text{He}$  in  $^4\text{He}$ -nucleus collisions at 3.33 GeV/N kinetic energy. - Nucl.Phys.A437 (1984) 573.
5. В.В.Авдейчиков, Н.Д.Горшкова, Н.К.Жидков, П.Зелински, Ю.Зломанчук, О.В.Ложкин, С.Мрувчински, Ю.А.Мурин, В.А.Никитин, П.В.Номоконов, В.С.Оплавин. Испускание фрагментов  $^6\text{He}$ ,  $^6,7,8\text{Li}$  при взаимодействии  $^4\text{He}$  с ядрами серебра и золота при энергии 3,33 ГэВ/нуклон. - Препринт ОИЯИ Р1-86-

664, Дубна, 1986.

6. Авдейчиков В.В., Богданов А.И., Будилов В.А., Ганза Е.А., Денисенко К.Г., Жидков Н.К., Ложкин О.В., Мурин Ю.А., Никитин В.А., Номоконов П.В., Трайкова М.Образования фрагментов промежуточных масс в реакции  $p + \text{Au}$  в интервале энергий протонов 2.5 - 7.5 ГэВ. Письма в ЖЭТФ, т.46 (1987) 141.
7. Авдейчиков В.В., Богданов А.И., Будилов В.А., Ганза Е.А., Горшкова Н.Л., Денисенко К.Г., Жидков Н.К., Ложкин О.В., Мурин Ю.А., Никитин В.А., Номоконов П.В., Трайкова М. Наблюдение минимума в энергетической зависимости параметра  $\tau$  зарядового выхода фрагментов при взаимодействии релятивистских ядер  $^4\text{He}$  с ядрами золота. Письма в ЖЭТФ, т.47 (1988) 133.
8. Авдейчиков В.В., Богданов А.И., Будилов В.А., Ганза Е.А., Горшкова Н.Л., Денисенко К.Г., Жидков Н.К., Ложкин О.В., Мурин Ю.А., Никитин В.А., Номоконов П.В., Оплавин В.С., Трайкова М.Д. Экспериментальное изучение механизма образования фрагментов промежуточной массы в релятивистских  $p+\text{Au}$  и  $^4\text{He}+\text{Au}$  взаимодействиях. - ЯФ 48 (1988) 1736.
9. Г.Г.Безногих, Н.К.Жидков, Л.Ф.Кириллова, В.А.Никитин, П.В.Номоконов, В.В.Авдейчиков, Ю.А.Мурин, В.С.Оплавин, В.Д.Майсюков, Ю.В.Масленников, А.П.Шевченко, А.Буюк, М.Шавловски. Поиск изотопа  $^{10}\text{Ne}$  в реакции фрагментации ядра-мишени  $^{232}\text{Th}$ . - Письма в ЖЭТФ, 30 (1979) 349.
10. В.В.Авдейчиков, Богданов А.И., Будилов В.А., Жидков Н.К., Горшкова Н.Л., Мурин Ю.А., Никитин В.А., Номоконов П.В., Трайкова М.Д. Поиск аномалон и фрагментов с дробным зарядом среди продуктов фрагментации  $^{16}\text{O}$  с импульсом 4,5 (ГэВ/с)/нуклон. - ЯФ 44 (1986) 440.
11. В.В.Авдейчиков, Г.Г.Безногих, Ю.Д.Безногих, А.И.Богданов, В.А.Будилов, В.Я.Волков, Н.К.Жидков, А.В.Никитин, В.А.Никитин, П.В.Номоконов, В.Н.Печёнов, Ю.А.Троян, А.П.Царенков, М.Г.Шафранова, А.Г.Дорошенко. Поиск узких дипротонных резонансов при исследовании протон-протонного рассеяния в интервале энергий 116+199 МэВ. - Препринт ОИЯИ, Р1-90 52, Дубна, 1990 (направлено в ЯФ).
12. Авдейчиков В.В., Богданов А.И., Будилов В.А., Волков В.Я., Горшкова Н.Л., Денисенко К.Г., Емельяненко В.Н., Жидков Н.К., Котус А., Мрувчински С., Никитин В.А., Номоконов П.В.,

- Пилипенко Ю.К., Ской В.Р., Трайкова М.Д., Фимушкин В.В., Шутов В.Б. Измерение анализирующей способности упругого  $d\uparrow p$  - рассеяния в интервале импульсов 2-12 ГэВ/с и реакции  $d\uparrow C \rightarrow pX$  при импульсе 2,38 ГэВ/с. - ЯФ 50 (1989) 409.
13. G.G.Beznogikh, A.I.Bogdanov, V.A.Budilov, A.Golembewski, P.Devenski, V.A.Nikitin, P.V.Nomokonov, M.Traikova, A.Filipkowski Measurement of vector analyzing power of reactions  $d\uparrow C \rightarrow pX$  and  $d\uparrow C \rightarrow dX$  at 800 MeV/nucleon.-Препринт ОИЯИ, E2-88-609, Дубна, 1988 . Eight international symposium : High-energy spin physics. Minneapolis, MN 1988, p.688.
  14. В.А.Будилов, А.Буяк, Н.К.Жидков, А.Запасник, А.А.Кукушкин, П.В.Номоконов, М.Шавловски. Многоканальный спектрометр отдачи на основе  $\Delta E-E$  телескопов полупроводниковых детекторов. -Сообщения ОИЯИ, 13-8898, Дубна, 1975.
  15. Абашидзе Л.И., Авдейчиков В.В., Авраменко С.А., Богатин В.И., Будилов В.А., Горшкова Н.Л., Зломанчук Ю., Жидков Н.К., Майсюков В.Д., Мурин Ю.А., Наврот А., Никитин В.А., Номоконов П.В., Оплавин В.С., Шавловский М. Спектрометр лёгких ядер на основе многодетекторных телескопов. - ПТЭ 4 (1985) 33.
  16. Абашидзе Л.И., Авдейчиков В.В., Богданов А.И., Будилов В.А., Зломанчук Ю., В.Н., Жидков Н.К., Майсюков В.Д., Никитин В.А., Номоконов П.В., Повторейко А.А. Поправки на ядерное взаимодействие при регистрации лёгких ядер в кристалле NaI(Tl).- ПТЭ 1 (1985) 58.
  17. В.В.Авдейчиков, Н.Г.Анищенко, Б.В.Василишин, В.И.Волков, И.И.Куликов, В.А.Мончинский, П.В.Номоконов, Ю.К.Пилипенко, В.В.Селезнёв. Измерение векторной поляризации дейтронов на выходе линейного ускорителя ЛУ-20. - Сообщения ОИЯИ, 13-84-20, Дубна, 1984.
  18. В.В.Авдейчиков, Н.Г.Анищенко, Б.В.Василишин, В.И.Волков, И.И.Куликов, В.А.Мончинский, П.В.Номоконов, Ю.К.Пилипенко, В.В.Фимушкин. Измерение тензорной поляризации дейтронного пучка на выходе линейного ускорителя ЛУ-20. - Сообщения ОИЯИ, P10-90-106, Дубна, 1990.

Рукопись поступила в издательский отдел

5 апреля 1991 года.