

Н-813

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1 - 12998

НОМОКОНОВ
Петр Васильевич

ДИФРАКЦИОННАЯ ДИССОЦИАЦИЯ ПРОТОНОВ
НА ПРОТОНАХ И ЯДРАХ ГЕЛИЯ
ПРИ ЭНЕРГИЯХ 50 - 400 ГЭВ

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1979

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий
Объединённого института ядерных исследований

Научные руководители:

доктор физико-математических наук,
младший научный сотрудник

НИКИТИН
Владимир Алексеевич

кандидат физико-математических наук,
младший научный сотрудник

МОРОЗОВ
Борис Александрович

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
младший научный сотрудник

ЦАРЁВ
Владимир Александрович

кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник

Займидорога
Олег Антонович

Ведущая организация

Институт физики
высоких энергий.

Защита диссертации состоится " " 1980 г. в " " часов
на заседании специализированного совета Д-047.01.02 при
Лаборатории высоких энергий Объединённого института ядерных
исследований, г. Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан " " 1980 г.

Учёный секретарь
специализированного совета *М.Ф. Лихачёв* М.Ф. ЛИХАЧЁВ

Дифракционные процессы являются одним из главных источников информации о свойствах сильных взаимодействий при высоких энергиях - асимптотическом поведении амплитуд рассеяния, свойствах померона в феноменологии Редже. Предполагается также, что дифракционные процессы могут дать информацию о когерентном взаимодействии между адронными конститuentами.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

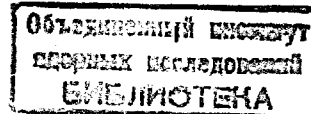
Цель настоящей работы заключалась в экспериментальном изучении инклюзивных реакций $pp \rightarrow \chi p$ и $p^4\text{He} \rightarrow \chi^4\text{He}$ в области малых передач 4-импульса. Для этих реакций была изучена зависимость дифференциальных сечений $d^2\sigma/dt dM_X^2$ от S , t и M_X в диапазонах переменных: $50 \leq p_T \leq 400$ (ГэВ/с), $1,2 \leq M_X^2 \leq 10$ ГэВ² и $0,001 \leq |t| \leq 0,017$ (ГэВ/с)² ($pp \rightarrow \chi p$), $0,04 \leq |t| \leq 0,4$ (ГэВ/с)² ($p^4\text{He} \rightarrow \chi^4\text{He}$).

Актуальность работы

1) Некоторые модели дифракционной диссоциации предсказывают уменьшение дифференциальных сечений $d\sigma/dt$, когда переданный 4-импульс стремится к нулю^{1,2,3/}, или уменьшение параметра наклона b ($d\sigma/dt = a \exp(b(t)t)$). Было показано^{4,5/}, что нет заметного изменения поведения сечений до $|t|=0,02$ (ГэВ/с)². Однако интересно продвинуться к ещё меньшим значениям $|t| \sim 0,001$ (ГэВ/с)².

2) Измерения при очень малых значениях $|t|$ представляют методический интерес для планирования экспериментов по изучению интерференции между ядерной и кулоновской диссоциацией протонов^{6/}, которая может наблюдаться в диапазоне $10^{-5} \leq |t| \leq 10^{-3}$ (ГэВ/с)².

3) Сравнение дифференциальных сечений когерентных реакций $pp \rightarrow \chi p$ и $p^4\text{He} \rightarrow \chi^4\text{He}$ может дать ответ на вопрос, есть ли в pp -взаимодействиях при высоких энергиях обмен изотопическим спином I. Имеющиеся данные несколько противоречивы. В работе /7/, например, утверждается, что резонансное возбуждение протона $M_X \sim 1680$ МэВ наблюдается только при обмене изотопическим спином I, однако экспериментальные данные по диссоциации протонов на дейтерии^{5/} показывают, что такое возбуждение есть, хотя



дейтрон имеет нулевой изотопический спин, и обмен изоспином I запрещён.

4) Интерференционные эффекты однократного и двукратного рассеяния протонов на нуклонах лёгких ядер позволяют сделать выбор между амплитудами, одинаково хорошо описывающими элементарные нуклон-нуклонные взаимодействия.

Решение этих задач актуально, так как оно существенно дополняет наши знания о свойствах адронов.

Новизна работы. Экспериментальные данные о реакциях $pp \rightarrow Xp$ и $p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}$ в указанных выше интервалах переменных получены впервые и пока являются единственными.

Практическая и научная ценность работы. Получены и опубликованы таблицы дифференциальных сечений инклюзивных реакций $pp \rightarrow Xp$ и $p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}$. Эти данные могут быть использованы для проверки теоретических моделей. Достижения в методике применения газовых струйных мишеней на внутреннем пучке ускорителя (измерения при очень малых $|t|$, гелиевая мишень) полезны для планирования новых экспериментов на основе данной методики.

Получены ответы на вопросы, сформулированные в пункте "Актуальность работы".

Автор защищает:

1) создание экспериментальной установки для изучения инклюзивных реакций $pA \rightarrow XA$ методом регистрации частицы отдачи от внутренней мишени ускорителя, и полученные на ускорителе Лаборатории им. Ферми экспериментальные данные по реакциям $pp \rightarrow Xp$ и $p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}$;

2) обработку экспериментального материала и систематическое изучение зависимости дифференциальных сечений $d^2\sigma/dt dM_x^2$ от S , t и M_x , из которого, в частности, следует:

а) для реакции $pp \rightarrow Xp$ дифференциальное сечение с уменьшением $|t|$ продолжает расти вплоть до $|t|=0,001$ (ГэВ/с)², параметр наклона $b(M_x)$, полученный в диапазоне $0,002 \leq |t| \leq 0,017$ (ГэВ/с)², близок к значениям, полученным в других экспериментах при больших значениях $|t|$;

б) факторизация для реакций $pp \rightarrow Xp$ и $p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}$ при $|t| \leq 0,08$ (ГэВ/с)² выполняется с точностью до множителя, не зависящего от t и M_x ; факторизация выполняется лучше по абсолютной

величине, если сравнивать сечения этих реакций при одном и том же импульсе в системе центра масс;

выполнение факторизации говорит о том, что для малых $|t|$ в pp взаимодействии доминирует обмен нулевым изотопическим спином, в том числе и для резонанса $M_x \approx 1680$ МэВ.

Остальные выводы сформулированы в параграфе "Заключение".

Публикации и апробация. Основные результаты диссертации изложены в работах /1-8/ и докладывались на международных конференциях по физике высоких энергий в Будапеште (1977), Токіо (1978) и Женеве (1979).

Структура диссертации и её объём. Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и приложения, содержит 70 страниц машинописного текста, 4 таблицы и 44 рисунка. Библиография имеет 60 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Введение. Во введении сформулирована цель работы, актуальность темы исследования, новизна и значение полученных результатов, положения, вынесенные на защиту.

Глава I представляет собой обзор экспериментальных и теоретических работ по изучению реакций дифракционной диссоциации.

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, нет обмена квантовыми числами (кроме спина и чётности) между взаимодействующими частицами. Вклады упругой и неупругой дифракции в полное сечение близки по величине.

В 1973-77 гг. были проведены эксперименты, значительно расширившие представление о реакциях дифракционной диссоциации - открыто дифракционное возбуждение протонов в состоянии с большими массами, начато изучение двойной дифракционной диссоциации и двойного поперечного обмена. Показано, что для всех реакций дифракционной диссоциации с точностью ~ 20% выполняется факторизация. При изучении эксклюзивных реакций диссоциации нуклонов в систему $N\pi$ показано, что для малых масс системы $N\pi$ переменные

t , M_x и $\theta_{\text{ср}}$ ($\theta_{\text{ср}}$ - угол распада $N\pi$ в системе Готфрида-Джексона) сильно коррелированы между собой.

Для описания процессов дифракционной диссоциации развита ряд моделей: геометрические модели, метод собственных состояний дифракции, модель Дека, трёхреджеонный формализм, модели составных адронов. Многие свойства дифракционной диссоциации определяются просто размерами адронов, однако некоторые характеристики могут быть прямо связаны с более детальной структурой адронов.

Глава 2 содержит описание методики и экспериментальной установки для изучения инклюзивных реакций типа $pA \rightarrow XA$.

Методика регистрации частицы отдачи от тонкой мишени, которая вводится непосредственно во внутренний пучок ускорителя, обладает следующими достоинствами:

1) тонкая мишень не разрушает ускоряемый пучок; благодаря многократному прохождению пучка через мишень достигается большая светимость области взаимодействия; в силу тонкости мишени (струя газа) малое многократное рассеяние, и потому можно без искажений измерять маленькие передачи импульса;

2) доступен весь диапазон энергий, который проходят протоны во время ускорения, что очень удобно для исследования σ -зависимости сечений;

3) для инклюзивных реакций $pA \rightarrow XA$ разрешение по массе возбуждённой системы в \sqrt{s}/M_x^2 раз лучше, чем при регистрации частицы, рассеянной вперёд (при равных точностях в измерении импульсов и углов).

К недостаткам данной методики можно отнести трудность регистрации частиц вперёд (из-за небольшой длины прямолинейных участков ускорителя) и невозможность варьировать тип налетающих частиц.

В качестве мишени используется сверхзвуковая струя газа, инжектируемая в камеру ускорителя импульсами длительностью 100 ± 200 мс из сопла, расположенного в 2 ± 3 см от пучка. В течение каждого цикла ускорения инжектируется 2 ± 4 импульса при разных значениях энергии ускоряемых протонов.

Были использованы два разных метода улавливания инжектируемого газа. При работе с водородом применялась криогенная ловушка,

находящаяся при температуре жидкого гелия, в которой водород замораживался до твёрдого состояния. При работе с гелиевой струей вакуум в области мишени поддерживался с помощью буферного объёма и диффузионного насоса большой производительности, расположенными рядом с мишенью. На протяжении ± 5 м по обе стороны мишени были дополнительно распределены восемь диффузионных насосов, которые снижали парциальное давление гелия до уровня, допускаемого вакуумной службой ускорителя ($\sim 10^{-9}$ мм рт. ст. на расстоянии 5 м от мишени). Тёплый вариант мишени намного проще и дешевле криогенного, однако отношение плотности газа в центре струи к подложке рассеянного газа оказалось примерно на порядок лучше при работе с водородом, чем с гелием (300 и 30, соответственно), что связано с более эффективным захватом газа криогенной ловушкой. Плотность газа в центре струи составляла 5×10^{-8} г/см³ для водорода и 4×10^{-7} г/см³ для гелия. Распределение плотности в струе близко к гауссовскому с шириной распределения на полувысоте в области взаимодействия с пучком ~ 12 мм для водорода и ~ 6 мм для гелия. Разница в плотности и ширине распределения объясняется разной температурой газов, а также отличиями механической конструкции сопла.

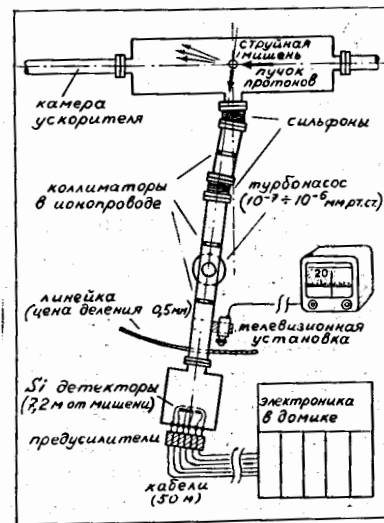


Рис.1. Общий вид экспериментальной установки, расположенной в павильоне внутренних мишеней Лаборатории им.Ферми.

Ядра отдачи регистрируются набором полупроводниковых детекторов, собранных попарно в телескопы. Толщина детекторов 17 ± 2000 мкм, площади ~ 1 см². Шесть телескопов расположены на расстоянии 7,2 м от мишени в боксе, соединённом с камерой ускорителя подвижным ионопроводом. Два неподвижных телескопа служат в качестве мониторов. Измерение потерь энергии частиц отдачи двумя детекторами телескопа (ΔE и $E - \Delta E$) позволяет идентифицировать ядра в соответствии с зависимостью $\Delta E \cdot E \propto Z^2 M$.

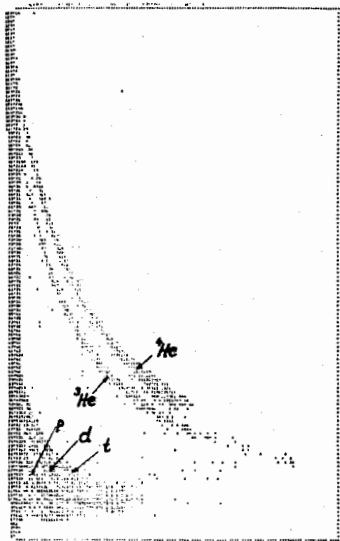


Рис.2. Двумерный энергетический спектр одного из телескопов, иллюстрирующий идентификацию ядер при работе с гелиевой мишенью.

Электроника установки состоит из стандартного набора преамплиц и усилителей для полупроводниковых детекторов, амплитудно-цифровых и время-цифровых преобразователей, буферных запоминающих устройств, схем управления. Регистрируются амплитуды импульсов детекторов, длительность временного интервала между ними (для контроля наложений), величина магнитного поля ускорителя (для определения величины импульса налетающих протонов). Для того, чтобы обеспечить равную эффективность всех детекторов, был использован принцип общего мёртвого времени - после появления сигнала в любом из детекторов блокировались входы всех ка-

налов до окончания записи этого события в промежуточное запоминающее устройство.

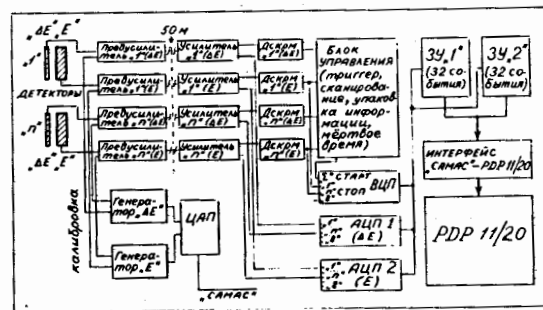


Рис.3. Блок-схема электроники спектрометра ядер отдачи.

В основном использовалась спектрометрическая электроника фирмы "Ортек". Несколько блоков, в том числе многоканальный генератор стабильной амплитуды и многоканальный индикатор уровня шумов детекторов, были разработаны и изготовлены автором диссертации. Цифровая электроника, выполненная в стандарте "КАМАК", работала с ЭВМ PDP-11/20.

Глава 4 описывает процедуру обработки экспериментальных данных для получения дифференциальных сечений реакции $pp \rightarrow Xp$ и $p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}$. Приведём формулы для определения M_x^2 и $d^2\sigma/dt dM_x^2$:

$$M_x^2 = m^2 + 2\rho_1 \sqrt{t|t|} \left[\sin\theta - (1 + \frac{M}{\rho_1}) \frac{\sqrt{|t|}}{2M} \right] \quad (1)$$

$$\frac{d^2\sigma}{dt dM_x^2} = \frac{\pi}{\rho_1 \sqrt{(t/2M)^2 + |t|}} \frac{\Delta N(t)}{\Delta t} \cdot \frac{1}{L \Delta \Omega} \quad (2)$$

где ρ_1 - импульс налетающего протона, m - масса протона, M - масса ядра отдачи, θ - угол частицы отдачи (от нормали к пучку), Ω - телесный угол, L - величина, пропорциональная светимости области взаимодействия $L = N_{el} / (\frac{d\sigma}{d\Omega})_{el} \Delta \Omega_{el}$, определяемая по упругому рассеянию, регистрируемому самим телескопом или неподвижными мониторами.

Исключительно важной является точная привязка геометрии спектрометра к геометрии налетающего протона. Угловое перемещение ионопровода с телескопами детекторов контролировалось теле-

визионной установкой с точностью $\sim 0,05$ мрад. Абсолютная привязка к углу 90° осуществлялась по кинематической зависимости кинетической энергии от угла отдачи упруго рассеянных протонов.

Калибровка полупроводниковых детекторов проводилась с помощью α -источников с энергией от 3,2 до 7,7 МэВ. Точность определения абсолютного значения угла $\sim 0,2$ мрад (угловое разрешение из-за ширины струи $\sim 1,2$ мрад). Нормировка сечений проводилась по упругому рассеянию. Полные сечения pp взаимодействия считалось известным, а полное сечение $p^4\text{He}$ рассеяния определялось в специальном эксперименте, где в качестве мишени использовалась смесь водорода и гелия.

Разрешение ΔM_x^2 зависит от величины и разрешения переменных p , t и θ и варьируется от 0,05 до 0,3 ГэВ².

Проблемы вычитания фона для реакций $pp \rightarrow Xp$ и $p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}$ имеют разный характер. В первой реакции регистрируются протоны отдачи, а фон мягких протонов имеет заметную величину. Проанализируем характер фона на примере спектра, где нет неупругих событий (рис. 4, спектр при импульсе 50 ГэВ/с).

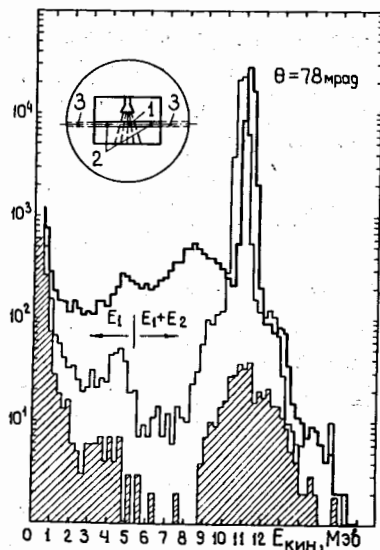


Рис. 4. Спектры частиц отдачи, зарегистрированные телескопом детекторов под углом 78 мрад. Толщина первого детектора 190 мкм, второго — 1500 мкм.

Жирная линия — 400 ГэВ/с, тонкая — 50 ГэВ/с.

Заштрихован спектр от рассеянного газа через 1 с после окончания первого импульса инъекции водорода — 150 ГэВ/с.

От нуля до двух МэВ видим круто спадающий фон. До энергии 5,5 МэВ протоны отдачи останавливаются в первом детекторе телескопа, нет идентификации частиц, и потому, вклад непротонной компоненты фона значителен. Протоны с энергией выше 5,5 МэВ проходят во второй детектор, начинает работать идентификация, и фон резко уменьшается. В области $8,3 \div 13,5$ МэВ находится пик упругого рассеяния, расположенный на плоском пьедестале протонов от упругого рассеяния на разреженном газе. Пьедестал имеет резкие границы благодаря коллиматорам в ионопроводе, которые ограничивают видимую детекторами область взаимодействия величиной ~ 12 мрад. В эксперименте $pp \rightarrow Xp$ оказалось возможным использовать спектры, зарегистрированные при импульсе 50 ГэВ/с (для углов, где в этих спектрах нет неупругих событий), в качестве фоновых, и вычитать их из спектров, полученных при больших импульсах налетающего протона. Этот метод вычитания фона убирает все эффекты, связанные с присутствием интенсивного упругого рассеяния (перерассеяния на стенках ионопровода, неполный сбор заряда в детекторах) и позволяет использовать все части спектра, включая области, где нет идентификации частиц, и области вблизи упругого пика.

В реакции $p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}$ идентификация ядер гелия носит принципиальный характер, поскольку велик фон других ядер от фрагментации гелия. В то же время для идентифицированных ядер гелия фон практически отсутствует. При работе с гелиевой мишенью подложка рассеянного газа вокруг центральной струи составляла $3 \div 5\%$ (для водорода $\sim 0,3\%$), что приводит в области резонансной структуры сечений к дополнительным ошибкам $\sim 6\%$.

Глава 4 посвящена систематическому изучению зависимости дифференциальных сечений $d^2\sigma/dt dM_x^2$ реакции $pp \rightarrow Xp$ от s , t и M_x^2 . Данные для этой реакции были получены при импульсах налетающего протона 50, 160, 270, 340 и 400 ГэВ/с в интервале $0,001 \leq |t| \leq 0,017$ (ГэВ/с)². Нижняя граница $|t|$ определялась фоновыми условиями, верхняя — толщиной детекторов. Значения M_x^2 ограничены сверху геометрией установки и для указанных импульсов налетающих протонов составляют, соответственно, 1,8; 3,4; 5,8; 7,0; 8,1 ГэВ².

При изучении s -зависимости дифференциальные сечения были приведены к центру t -интервала по формуле

$$d^2\sigma/dtdM_x^2 = a(M_x^2, p_t) \exp(b(p_t, M_x^2)(t+0,01)) \quad (3)$$

(величина $(t+0,01)$ вместо (t) взята, чтобы убрать корреляцию параметров a и b .) Величину a описываем формулой

$$a(p_t, M_x^2) = a_\infty(M_x^2) (1 + C(M_x^2)/p_t). \quad (4)$$

Слагаемое, не зависящее от p_t ($p_t = 2mp_t$), в теории Редже связывают с обменом помероном, а слагаемые, пропорциональные p_t^{-1} , с обменом вторичными траекториями P', ρ, ω и A_2 . В интервале $1,3 \leq M_x^2 \leq 3,2$ ГэВ² параметр C в пределах ошибок не зависит от M_x^2 , и можно в этой области масс и $|t|=0,01$ (ГэВ/с)² принять

$$d^2\sigma/dtdM_x^2(p_t) = d^2\sigma/dtdM_x^2(\infty) (1 + (19 \pm 4)/p_t). \quad (5)$$

Для изучения зависимости сечений $d^2\sigma/dtdM_x^2$ от t и M_x^2 данные, полученные при импульсах 160, 270, 340, 400 ГэВ/с, были объединены и приведены к импульсу 300 ГэВ/с с учетом (5). Статистические ошибки для полученных дифференциальных сечений $d^2\sigma/dtdM_x^2$ варьируются от 3 до 20%, при интервалах $\Delta M_x^2 = 0,1$ ГэВ² и $\Delta t = 0,001$ (ГэВ/с)².

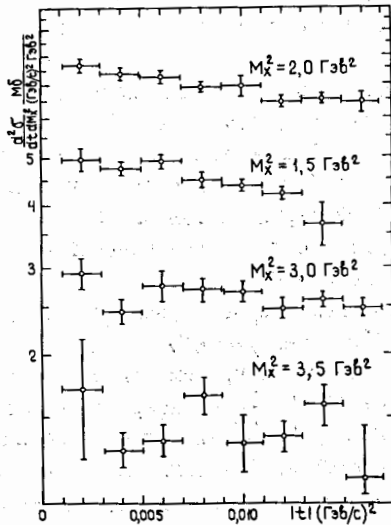


Рис.5. Примеры зависимости дифференциальных сечений $d^2\sigma/dtdM_x^2$ от t при нескольких значениях M_x^2 . Данные приведены к импульсу 300 ГэВ/с.

Реакция $pp \rightarrow Xp$.

Сечения $d^2\sigma/dtdM_x^2$ описывались экспоненциальной зависимостью

$$d^2\sigma/dtdM_x^2(t, M_x^2) = A(M_x^2) \exp(b(M_x^2)(t+0,01)). \quad (6)$$

Для описания параметров A и b подобраны аналитические выражения.

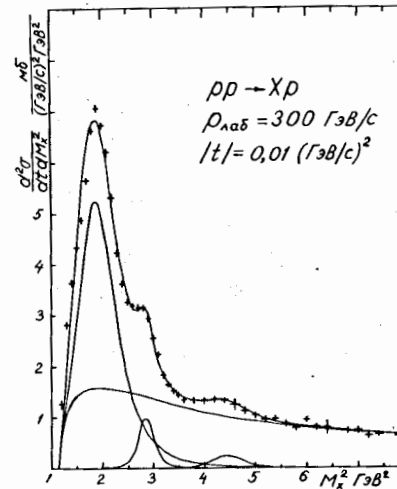


Рис.6. Параметр $A(M_x^2)$ или $d^2\sigma/dtdM_x^2$ при $|t|=0,01$ (ГэВ/с)². Сплошная линия соответствует подобранной формуле. Показаны также вклады слагаемых: трёх резонансных членов и члена $\sim 1/M_x^2$.

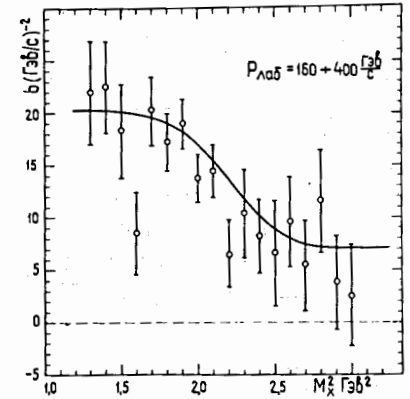


Рис.7. Параметр $b(M_x^2)$. Сплошная линия соответствует подобранной эмпирической формуле. Асимптотическое значение $b(M_x^2 = \infty) = 6,5$ (ГэВ/с)⁻² не находилось нашей аппроксимацией, а взято из /5/.

Глава 5 содержит описание экспериментальных данных по когерентной дифракционной диссоциации протонов на ядрах гелия и их сравнение с диссоциацией протонов на протонах.

Удельные потери энергии частиц отдачи в детекторах пропорциональны Z^2M и $t = -2MT_{\text{кит}}$, поэтому границы интервала $|t|$, измеряемого детекторами, увеличиваются при регистрации ядер гелия,

по сравнению с регистрацией протонов отдачи, примерно, в 20 раз. Диапазон переменных для реакции $p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}$ следующие: $46 \leq p_1 \leq 400 \text{ ГэВ/с}$, $0,04 \leq t \leq 0,4 \text{ (ГэВ/с)}^2$ и $1,3 \leq M_X^2 \leq 10 \text{ ГэВ}^2$.

Отличие анализа данных этой реакции по сравнению с реакцией $pp \rightarrow Xp$ заключается в следующем:

1) требуется более тщательное выделение на двумерном энергетическом спектре (рис.2) коридора для идентификации ядер ^4He , поскольку близко находится линия ^3He ; в нашем случае примесь ядер ^3He не превышала $0,5 \div 1,0 \%$;

2) нельзя использовать события вблизи упругого пика из-за большой подложки рассеянного газа, поэтому нижняя граница доступных значений M_X^2 растёт с увеличением импульса налетающих протонов; по этой же причине не удаётся использовать процедуру вычитания фона, описанную выше для реакции $pp \rightarrow Xp$.

Структура дифференциальных сечений реакции $p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}$ имеет сложный характер (рис.8).

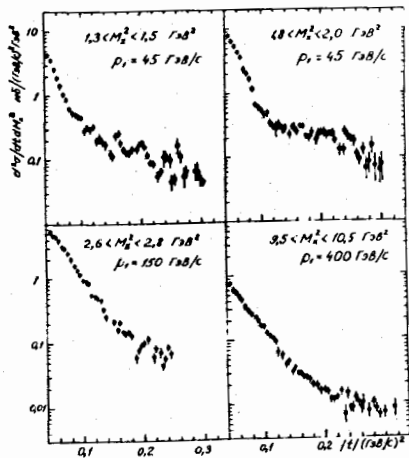


Рис.8. Примеры зависимости дифференциальных сечений $d^2\sigma/dt dM_X^2$ реакции $p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}$ от t при нескольких значениях M_X^2 .

Поскольку мы не имеем данных для реакции $pp \rightarrow Xp$ в диапазоне t , где наблюдается аналогичная структура, то ограничимся

для сравнения реакций $pp \rightarrow Xp$ и $p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}$ значениями $|t| \leq 0,08 \text{ (ГэВ/с)}^2$, где зависимость сечений от t имеет экспоненциальный характер как для упругих реакций, так и для реакций дифракционной диссоциации, и допускает простую параметризацию без применения теории многократного рассеяния. В качестве замечания отметим, что предварительный анализ данных по теории Глаубера, аналогичный /8/, показывает, что структура дифференциальных сечений реакции $p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}$ согласуется с периферическим характером профилирующей функции нуклон-нуклонной диссоциации и противоречит эксперименту, если использовать центральные профилирующие функции. Зависимость сечений от импульса налетающего протона изучалась так же, как и для реакции $pp \rightarrow Xp$. Усреднённая в интервале $1,3 \leq M_X^2 \leq 10 \text{ ГэВ}^2$ и $0,04 \leq |t| \leq 0,08 \text{ (ГэВ/с)}^2$ эта зависимость имеет вид

$$d^2\sigma/dt dM_X^2(p_1) = d^2\sigma/dt dM_X^2(\infty) (1 + (2.8 \pm 5)/p_1) \quad (7)$$

В пределах ошибок эксперимента не было обнаружено зависимости параметра наклона b от импульса налетающего протона. Дифференциальные сечения $d^2\sigma/dt dM_X^2$ так же, как и для реакции $pp \rightarrow Xp$, были аппроксимированы экспоненциальной зависимостью (6) (вместо $(t+0,01)$ теперь $(t+0,065)$) и приведены к импульсу 300 ГэВ/с.

Если в реакциях дифракционной диссоциации протонов на ядрах выполняется факторизация амплитуд, то справедлива формула

$$\frac{d^2\sigma}{dt dM_X^2}(pp \rightarrow Xp) = \frac{d^2\sigma/dt dM_X^2(p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}) \cdot d\sigma/dt(pp \rightarrow pp)}{d\sigma/dt(p^4\text{He} \rightarrow p^4\text{He})} \quad (8)$$

Для проверки этой формулы были использованы наши данные по упругому рассеянию протонов на протонах и ядрах гелия, полученные в той же серии экспериментов, что и для изучения дифракционной диссоциации. Отклонение от факторизации для параметров наклона реакций $pp \rightarrow Xp$ и $p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}$ не превышает двух статистических ошибок. Для сравнения абсолютных значений сечений, получаемых для нуклон-нуклонного взаимодействия из (8), данные по реакции $p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}$ были экстраполированы к $|t|=0,01 \text{ (ГэВ/с)}^2$.

Сравнение полученных таким образом сечений с данными по реакции $pp \rightarrow Xp$ показывает (рис.11), что для когерентных реакций $p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}$ и $pp \rightarrow Xp$ для $|t| \leq 0,08 \text{ (ГэВ/с)}^2$ факторизация

выполняется с точностью до множителя, не зависящего от t и M_X^2 . Факторизация выполняется лучше по абсолютной величине, если сравнивать сечения при равных импульсах в системе центра масс, а не в лабораторной системе.

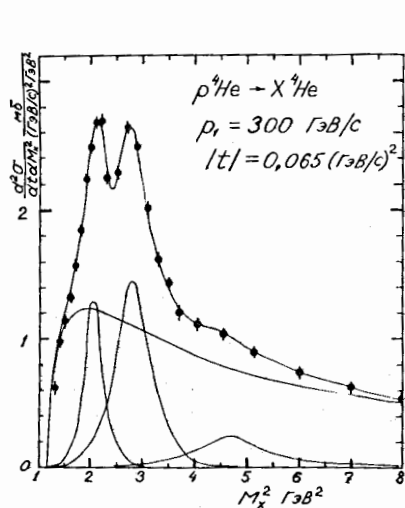


Рис.9. Дифференциальное сечение $d^2\sigma/dtdM_X^2$ реакции $p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}$ при $|t|=0,065$ $(\text{ГэВ/с})^2$.

Глава 6 содержит обсуждение полученных результатов, сравнение с данными других экспериментов и некоторыми теоретическими моделями, а также перспективы дальнейшего изучения инклюзивных реакций дифракционной диссоциации.

Сравнение наших данных с данными работы /9/, где изучалась реакция $pp \rightarrow pX$ при энергиях от 6,6 до 28 ГэВ, показало, что структура сечений в области малых масс и их t -зависимость почти не меняются в диапазоне энергий от 6 до 400 ГэВ (за исключением области возбужденных масс, где рождается Δ_{1236}^+ , имеющая отличный от протона изотопический спин), хотя по абсо-

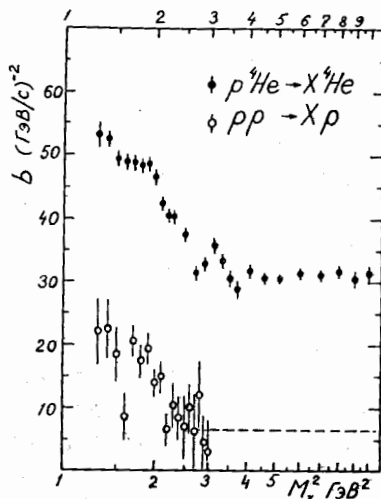


Рис.10. Сравнение параметров наклона b (M_X^2) для реакций $pp \rightarrow Xp$ и $p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}$.

лютой величине сечения падают более, чем в три раза. Зависимость сечений от импульса налетающего протона (5) неплохо экстраполируется в область меньших энергий ~ 10 ГэВ. Спад дифференциальных сечений с увеличением энергии в теории Редже связывают с вымиранием обменов вторичными траекториями. Сечение, определяемое только обменом помероном, должно логарифмически расти, если растут полные сечения. В диапазоне 200 ± 400 ГэВ точность наших данных уже недостаточна для определения характера S -зависимости дифференциальных сечений. Не исключено, что, начиная с этих энергий, дифференциальные сечения меняют поведение и начинают расти. Повторение нашего эксперимента с увеличенной статистической точностью при энергиях 200 - 1000 ГэВ может ответить на этот вопрос.

Спектр возбужденных масс в области $M_X^2 < 5$ $(\text{ГэВ})^2$ имеет сложную структуру. Как для реакции $pp \rightarrow Xp$, так и для $p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}$ в сечениях найдены максимумы при $M_X \approx 1,4$; $1,68$; и $2,1$ ГэВ. Эту структуру связывают с рождением истинных резонансов ($1,68$ ГэВ) и нерезонансными пороговыми усилениями ($1,4$ ГэВ). Для описания эксклюзивных реакций наиболее развита модель Дега. Корректный расчёт по этой модели без подгоночных параметров удаётся сделать только вблизи порога рождения системы $N\pi$. Сравнение наших данных с расчётами /10/ даёт согласие с точностью $\sim 15\%$.

Параметр наклона b (M_X^2) сильно зависит от массы возбужденной системы и уменьшается от 23 $(\text{ГэВ/с})^{-2}$ у порога реакции до 6 $(\text{ГэВ/с})^{-2}$ при $M_X^2 = 2,7$ $(\text{ГэВ})^2$, после чего перестаёт зависеть от массы (для реакции $p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}$ меняется от 50 $(\text{ГэВ/с})^{-2}$ до 31 $(\text{ГэВ/с})^{-2}$, соответственно).

Для $M_X^2 > 5$ $(\text{ГэВ})^2$ зависимость сечений от M_X^2 согласуется с "трёхпомеронным" поведением

$$d^2\sigma/dtdM_X^2(t=0) = G_{ppp}(0)/M_X^2.$$

Для константы трёхпомеронной связи мы получили значение $5,0 \pm 0,2$ мб/ $(\text{ГэВ/с})^{-2}$. В литературе эта величина варьируется от 2 до 8 мб/ $(\text{ГэВ/с})^{-2}$.

Согласие экспериментальных данных с факторизацией (8) для реакций $pp \rightarrow Xp$ и $p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}$ свидетельствует в пользу того, что в реакции $pp \rightarrow Xp$, в основном, идёт обмен нулевым изотопическим спином. Наличие в спектре возбужденных масс максимума

при $M_x = 1,68$ ГэВ в реакции $p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}$ опровергает утверждение работы [7], что резонанс 1,68 ГэВ рождается только при обмене изотопическим спином I.

В области наименьших измеренных нами передач 4-импульса $\frac{1}{11}$ должна наблюдаться диссоциация протонов в кулоновском поле

$$\frac{d^2\sigma}{dt dM_x^2} = \frac{Z^2 d}{\pi} \cdot \frac{1}{M_x^2 - m^2} \cdot \frac{t - t_{\min}}{t^2} \sigma(\gamma m \rightarrow M_x) |F(t)|^2 \quad (9)$$

где $\sigma(\gamma m \rightarrow M_x)$ - сечение взаимодействия γ -квантов с протонами $|F(t)|^2$ - фактор протона.

Приведенная иллюстрация (рис. 12) наших данных при $|t| = 0,002$ (ГэВ/с)² показывает, что при специальной постановке эксперимента (тонкие детекторы - $3 \div 10$ мкм, защита от фона, увеличение статистики) данной методикой можно изучать интерференцию амплитуд ядерной и кулоновской диссоциации протонов, как это успешно делается при изучении упругого рассеяния.

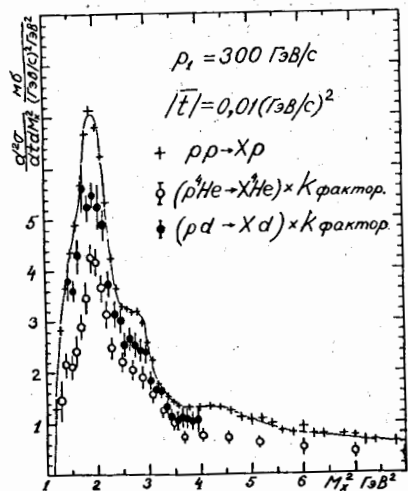


Рис. 11. Сечения нуклон-нуклонной диссоциации, полученные из $pd \rightarrow Xd$ [5] и $p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}$ по формуле (8).

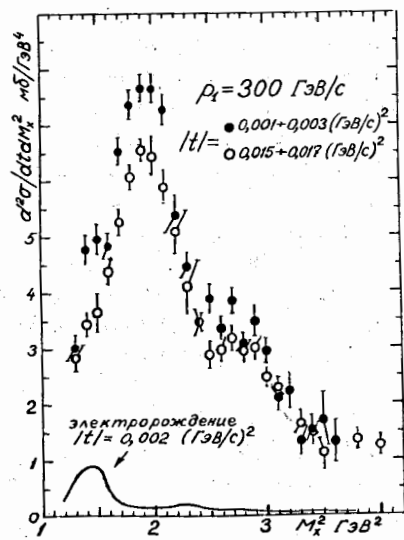


Рис. 12. Иллюстрация вклада кулоновской диссоциации в сечение инклюзивной реакции $pp \rightarrow Xp$ при $|t| = 0,002$.

Вывод. В заключении суммированы результаты диссертационной работы.

1) На ускорителе Лаборатории им. Ферми собрана установка для изучения когерентных инклюзивных реакций $pA \rightarrow XA$ методом регистрации ядер отдачи от внутренней газовой струйной мишени.

2) Сделаны эксперименты по изучению инклюзивных реакций $pp \rightarrow Xp$ и $p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}$ в области малых передач 4-импульса при энергиях $50 \div 400$ ГэВ.

3) Обработан экспериментальный материал, полученный в этих экспериментах, получены таблицы дифференциальных сечений $d^2\sigma/dtdM_x^2$, изучена зависимость сечений от s , t , M_x^2 и сделана их параметризация аналитическими выражениями.

4) Сделаны выводы, отражающие новизну полученных результатов:

а) с уменьшением $|t|$ нет спада сечений или изменения параметра наклона, экспоненциальная зависимость сечений сохраняется до $|t| \approx 0,002$ (ГэВ/с)²; параметр наклона сильно зависит от массы возбужденной системы и падает от 23 (ГэВ/с)⁻² у порога реакции до 6 (ГэВ/с)⁻² для $M_x^2 > 2,7$ ГэВ² (для реакции $p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}$ от 50 (ГэВ/с)⁻² до 31 (ГэВ/с)²); в области малых масс сечения имеют резонансную структуру с максимумами при M_x 1,4 ГэВ, 1,68 ГэВ и 2,14 ГэВ; для $M_x^2 > 5$ ГэВ² поведение сечений согласуется с "трёхпомерной" зависимостью $\propto 1/M_x^2$;

б) дифференциальные сечения реакций $pp \rightarrow Xp$, $pd \rightarrow Xd$ и $p^4\text{He} \rightarrow X^4\text{He}$ подчиняются отношениям факторизации (8) с точностью до множителя, не зависящего от t и M_x ; факторизация выполняется лучше, если делать сравнение при равных импульсах в системе центра масс, а не в лабораторной системе; выполнение факторизации свидетельствует в пользу того, что в реакции $pp \rightarrow Xp$ преобладает обмен нулевым изотопическим спином;

в) дифференциальные сечения $d^2\sigma/dtdM_x^2$ слабо уменьшаются с ростом импульса налетающих протонов; для обеих изучаемых реакций зависимость сечений от p_1 описывается формулой $d^2\sigma/dtdM_x^2(p_1) = d^2\sigma/dtdM_x^2(\infty) (1 + (23 \pm 8)/p_1)$.

5) Сделан шаг в методике экспериментов с газовыми струйными мишенями. Впервые была использована гелиевая струйная мишень. Изучение реакции $pp \rightarrow Xp$ продвинулось до $|t| = 0,001$ (ГэВ/с)²,

что показывает на возможность изучения интерференции ядерной и кулоновской диссоциации протонов данной методикой.

Приложение диссертации содержит таблицы дифференциальных сечений $d^2\sigma/d\Omega dM_x^2$ реакций $pp \rightarrow Xp$ и $p^4He \rightarrow X^4He$.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Д.Гросс, ... П.В.Номоконов и др., ЯФ 30 (1979) IO18
2. В.А.Морозов, П.В.Номоконов, В.А.Смирнов. Препринт ОИЯИ I3 - II828, Дубна, 1978.
3. Будиллов В.А., ... П.В.Номоконов и др. Сообщение ОИЯИ I3-8898, Дубна, 1975.
4. В.Д.Бартенев, ... П.В.Номоконов и др. Доклад на конференции по аппаратуре в физике высоких энергий. ОИЯИ, Д-5805, Дубна, 1970, т.1, с.16.
5. D.Gross, ... P.Nomokonov et al. FERMILAB-Pub-79/56-EXP7120.381
6. D.Gross, ... P.Nomokonov et al. Phys.Rev.Lett. 41 (1978) 217
7. D.Gross, ... P.Nomokonov et al. FERMILAB-Pub-78/35-EXP7120.381
8. A.Vujak, ... P.Nomokonov et al. Contribution to the 18th Int. Conf. on High-Energy Physics. Tokio (1978) (Submitted to Phys.Rev.)

Цитированная литература:

1. В.Н.Грибов и А.А.Мигдал, ЯФ 8 (1968) IO02
2. J.V.Bronzan, Phys.Rev. D6 (1972) 1130
3. F.Ravndal, Phys.Lett., 37B (1971) 300
4. V.Bartenev et al., Phys.Rev.Lett. 31 (1973) 1367
5. Y.Akimov et al., Phys.Rev.Lett. 35(1975) 763
6. Л.И.Липидус, "ЭЧАЯ" т.9, вып.1 (1978) 84
7. Z.Strachman, Nucl.Phys. B107 (1976) 330
8. G.Goggi et al. Preprint CERN-EP/79-43
9. R.M.Edelstain et al., Phys.Rev. 5D (1972) 1073
10. Л.А.Пономарёв, ЯФ 27 (1978) I342
11. A.Halprin et al., Phys.Rev. 152 (1966) 1295
12. "Review of Particle Properties", Phys.Lett., April 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
II декабря 1979 года.