

H-678

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1 - 8617

НИОРАДЗЕ
Михаил Сергеевич

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $d\bar{p} \rightarrow p\bar{p}n$
ПРИ ИМПУЛЬСЕ ДЕЙТРОНОВ 3,3 ГЭВ/С
В ВОДОРОДНОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ

Специальность 01.04.01. - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1975

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий
Объединенного института ядерных исследований

Научные руководители:

кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник В.В.Глаголев,
кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник Р.Г.Салуквадзе.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
профессор И.М.Казаринов,
кандидат физико-математических наук,
младший научный сотрудник Л.С.Воробьев.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Физический институт АН СССР им.П.Н.Лебедева г.Москва.

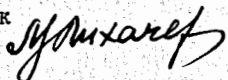
Автореферат разослан " " _____ 1975 г.

Защита диссертации состоится " " _____ 1975 г.
на заседании Ученого совета Лаборатории высоких энергий
Объединенного института ядерных исследований, конференц-зал,
в _____ час.

Адрес: г.Лубна, Московской области, ЛВЭ ОИЯИ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ.

Ученый секретарь Совета
кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник



М.Ф.Лихачев

1 - 8617

НИОРАДЗЕ
Михаил Сергеевич

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $dp \rightarrow ppp$
ПРИ ИМПУЛЬСЕ ДЕЙТРОНОВ 3,3 ГЭВ/С
В ВОДОРОДНОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ

Специальность 01.04.01. - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Настоящая диссертационная работа посвящена изучению реакции развала дейтрона на протоне



с помощью метровой водородной пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ^{/1/}, экспонированной в сепарированном пучке дейтронов с импульсом $(3,33 \pm 0,08)$ ГэВ/с. К началу наших исследований (1971 г.) это было первое облучение жидководородной камеры релятивистскими дейтронами^{/2/}.

Выбранная постановка опыта имеет существенные методические преимущества^{/3/} перед традиционно используемым вариантом облучения дейтериевой камеры высокоэнергичными протонами. Она, обладая преимуществами камерной методики, свободна от одного из существенных недостатков — невозможности исследования процессов с малыми импульсами протонов-спектаторов, что, в частности, способствовало экспериментальному изучению реакции развала дейтрона.

С физической точки зрения исследование этой реакции являлось интересным по следующим причинам.

Во-первых, в настоящее время экспериментальные данные по реакциям развала дейтрона $dp \rightarrow ppn$ в области энергии больше 1 ГэВ практически отсутствуют. Нет данных по сечению. Вообще говоря, были эксперименты по изучению pd -взаимодействий с развалом дейтрона. Но в камерных экспериментах, в основном, изучались реакции развала дейтрона с образованием Π -мезонов, а в электронных ставились опыты, дающие информацию в узкой области изменения кинематических переменных.

Во-вторых, исследование реакции $dp \rightarrow ppp$ представляло интерес для проверки моделей, используемых для общего описания взаимодействия частиц с ядрами (импульсное приближение^{/4,5/}, модель Глаубера^{/6,7/} и др.), или описывающих определенные механизмы прямой ядерной реакции^{/8,9/}.

В-третьих, теоретические рассуждения^{/10-12/} реакции перезарядки нуклонов на дейтроне показали возможность извлечения информации о спиновой зависимости амплитуды обменного pp -рассеяния под малыми углами. Подобный подход особенно полезен при высоких энергиях, поскольку в этом случае проведение прямых поляризационных экспериментов сопряжено с существенными трудностями.

Диссертация состоит из трех глав, введения и заключения.

Анализ реакции развала дейтрона $dp \rightarrow ppp$ был проведен на статистике 10 182 события.

В первой главе рассмотрены основные методические исследования^{/13/}, необходимые для получения физических результатов. Затронутые в этой главе вопросы основаны на статистике 40 000 стереоснимков.

Рабочий объем жидководородной пузырьковой камеры имеет размеры 950x350x300 мм. Камера помещена в магнитное поле со средним значением $\bar{H} = 18\,500$ эрстед. Фотографирование производится по методу светлого поля четырьмя объективами. В качестве отражающей системы применен призматический растр полного внутреннего отражения.

На первой стадии обработки стереоснимков проводилось два независимых просмотра на специальных просмотрных столах. Эффективность двухкратного просмотра оказалась равной 99%. Основным видом потерь при поиске событий были потери в упругих взаимодействиях при малых переданных четырех-импульсах $|t| < 0,02$ (ГэВ/с)².

Измерения отобранных событий проводились на полуавтоматических измерительных приборах (ПУОС-1) ЛВТА и в Варшавском институте ядерной физики на специальных микроскопах. Небольшая серия (около 1000) отобранных событий была измерена при запуске автоматического измерительного устройства НРД ЛВТА. Дальнейшая обработка событий велась на ЭВМ СДС-1604А по цепочке адаптированных программ ЦЕРН'a: THRESH - GRIND - SLICE - SUMX. В диссертации дается схема обработки, а также описание вспомогательных программ, написанных автором, для эффективного использования времени ЭВМ и магнитных лент.

Для кинематического анализа событий необходимо знание параметров пучка в рабочей области камеры (импульс P , угол погружения λ , азимутальный угол ψ , а также состав пучка). Процедура определения этих величин дана в § 3 данной главы и получены следующие значения: $P = (3,33 \pm 0,08)$ ГэВ/с; $\lambda = (0,005 \pm 0,003)$ радиан; $\psi = (3,165 \pm 0,002)$ радиан; доля дейтронов в пучке $K = (91 \pm 3)\%$.

Проведено сравнение точностей измерения на различных измерительных установках. С помощью сопоставления распределений по среднеквадратичным отклонениям измеренных точек от фитированной спирали, угловым и импульсным спектрам нейтрона-спектратора в реакции $dp \rightarrow ppp$, средних значений пуллов и недостающих масс (реакций $dp \rightarrow ppp$ и $dp \rightarrow dp$) показана достаточная идентичность материала, позволявшая провести суммирование результатов.

С учетом потерь в упругих взаимодействиях (25±5)% и примеси протонных событий (5±2)% получено значение миллибарн-эквивалента для дейтрон-протонных событий: $Z = (4,66 \pm 0,15)$ мкбн/событ.

Для определения сечения реакции $dp \rightarrow ppp$ был проведен анализ примеси в этот канал со стороны конкурирующих процессов, а также "уход" из изучаемого канала. С этой целью были прогенерированы

по Монте-Карло с помощью программы FАКЕ, с последующей "идентификацией" по принятым правилам, события реакции $dp \rightarrow ppp$ и основных конкурирующих pp -реакций для реальных условий камерн. При этом задавалось близкое к экспериментальному угловое распределение протонов в системе центра масс. Результаты генерирования и сопоставление спектров Π -мезонов из реакции $dp \rightarrow ppp\pi^+$ (4C-фит) и $dp \rightarrow p\pi^+\pi^+$ (нефитируемый канал) дали аргументы в пользу присвоения гипотезе $dp \rightarrow ppp$ веса, равного единице, когда событие фитировалось неоднозначно. Описанная процедура позволила оценить сечение реакции развала дейтрона на протоне как $\sigma = (37,2 \pm 1,4)$ мб.

Во второй главе проводится анализ угловых и импульсных распределений нуклонов-спектаторов, а также распределений по углу Треймана - Янга с целью изучения механизма прямого развала дейтрона $dp \rightarrow (np)p$ (скобками выделены нуклоны "дейтронного происхождения", которые являются быстрыми частицами в лаб. системе). В теории ядерных реакций прямой развал дейтрона относится к прямым ядерным реакциям, в которых энергия, внесенная частицей в ядро, передается одному нуклону. Для описания прямых ядерных процессов существуют только приближенные методы, с помощью которых проблема многих тел сводится к рассмотрению взаимодействия двух тел. Основные черты модели прямого взаимодействия частиц с ядрами изложены в § 2 этой главы. Здесь же приводится краткий обзор экспериментов, давших качественное подтверждение модели прямого взаимодействия частиц с ядрами.

Теоретическим расчетам в импульсном приближении с плоскими или искаженными волнами в фейнмановском формализме отвечают соответственно полюсная диаграмма и треугольная диаграмма с упругим перерасеянием частиц. В работах^{/8,9/} рассмотрен вопрос идентификации полюсного механизма, который должен давать основной вклад в амплитуду

квазиупругого выбивания в области малых переданных импульсов q от ядра мишени к остаточному ядру, а именно, в области $q \ll q_0$. Здесь q_0 обозначает положение полюса и равен $q_0 = \sqrt{2m^* \xi}$, где m^* - приведенная масса виртуального нуклона и остаточного ядра, а ξ - их энергия связи в ядре-мишени.

Для экспериментальной проверки справедливости высказанного утверждения имеются теоретические предсказания^{/8,9/}, являющиеся критериями применимости полюсной диаграммы. Некоторые из них весьма общего характера и не зависят от конкретного вида амплитуд виртуальных процессов. Такими критериями являются универсальность приведенных ширин и критерий Треймана - Янга. Последний требует изотропного распределения по углу между плоскостями разлета частиц в вершинах полюсной диаграммы (угол Треймана - Янга) в случае доминирующего вклада полюсного механизма в амплитуду реакции квазиупругого выбивания.

Из простейшей формы импульсного приближения (спектаторная модель) следует, что в системе покоя дейтрона импульсный спектр нуклонов-спектаторов в реакции $dp \rightarrow ppp$ должен соответствовать Фурье-преобразованию пространственной волновой функции дейтрона, а угловое распределение ожидается изотропным. Сравнение полученных экспериментальных распределений по импульсу и полярному углу нуклона-спектатора в антилабораторной системе с предсказаниями импульсного приближения дано в § 3 этой главы. В качестве спектатора выбирался нуклон с наименьшим импульсом в системе покоя дейтрона^{/3/}.

Использованная постановка опыта позволила впервые получить не искаженный импульсный спектр нуклонов-спектаторов, который показан на рис.1. Сплошная кривая соответствует расчетам по волновой функции Хьюлтена и нормирована на число событий с импульсом до 200 МэВ/с^{/14/}. Видно хорошее качественное согласие вплоть до 200 МэВ/с.

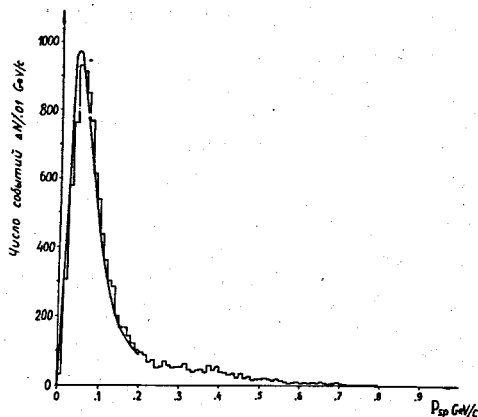


Рис.1 – Импульсное распределение нуклонов-спектаторов в реакции $dp \rightarrow ppp$ в системе покоя дейтрона.

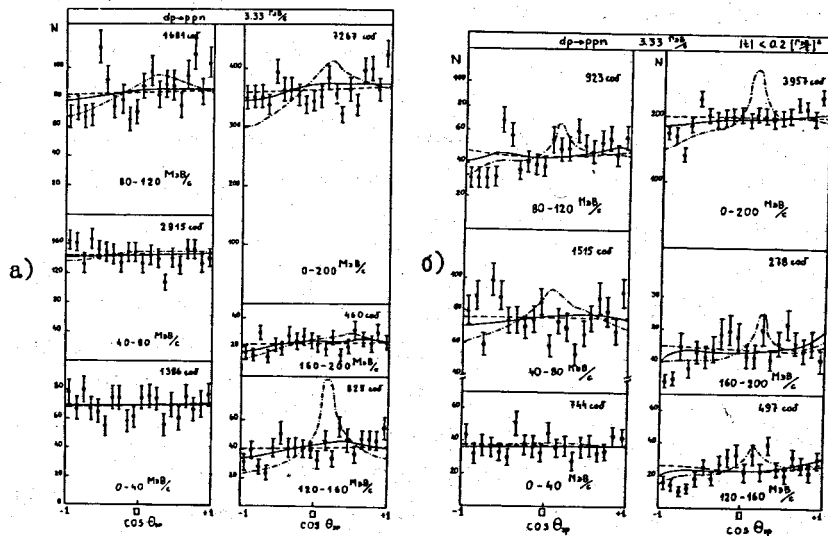


Рис.2 – Распределение по косинусу полярного угла нуклонов-спектаторов в реакции прямого развала дейтрона в системе покоя дейтрона

- а) для событий без отбора по $|t|$;
 б) для событий с $|t| < 0.2$ (ГэВ/с)².

Наилучшее согласие в этой области получается при значении параметров $\alpha = (52.2 \pm 1.2)$ МэВ/с, $\beta = (245.0 \pm 1.4)$ МэВ/с, ($\chi^2 = 21.3$ при $n_p = 18$). Кривые, полученные с использованием волновых функций Гартенхауза – Моравчика и Мак Ги, также находятся в согласии с экспериментальным импульсным распределением до 200 МэВ/с. Однако часть спектра (больше 200 МэВ/с) не описывается полностью ни одной из известных волновых функций дейтрона.

Дано качественное объяснение наблюдаемого различия между угловыми распределениями нуклонов-спектаторов в реакциях прямого развала дейтрона $dp \rightarrow (np)p$ и перезарядки $dp \rightarrow (pp)n$.

Полученные угловые распределения спектаторных частиц в реакции $dp \rightarrow (np)p$ анализировались в импульсном приближении с учетом возможной неоднозначности в определении спектаторной частицы и взаимодействия в конечном состоянии^{/15/}. При этом амплитуда упругого нуклон-нуклонного рассеяния параметризовалась экспоненциальной зависимостью в пренебрежении спиновой структурой:

$$F_{pN}(t) = A_N (1 + \alpha_N) \exp(b_N t/2) \quad N=p, n.$$

Параметры (A_N , b_N) находились из фитирования данных по $\frac{d\sigma}{dt}$ для упругих pp - и pn -рассеяний. В качестве волновой функции основного состояния дейтрона бралась функция Мак Ги без учета вклада D -состояния. Взаимодействие нуклонов в конечном состоянии рассматривалось в приближении эффективного радиуса и пренебрегалось немассовыми эффектами.

Результаты вычисления, нормированные на полное число событий, вместе с экспериментальными данными показаны на рис.2 (а и б) для случаев без отбора по $|t|$ в квазиупругом столкновении и с $|t| < 0.2$ (ГэВ/с)². Наблюдается небольшое увеличение асимметрии в области импульсов спектатора больше 80 МэВ/с при $|t| < 0.2$ ГэВ/с. На рисунке

пунктирные кривые соответствуют расчетам, в которых не учитывается неоднозначность в определении спектаторной частицы и взаимодействие в конечном состоянии, сплошные кривые – учету неоднозначности, а штрих-пунктирные кривые учитывают также и взаимодействие в конечном состоянии. Из анализа по χ^2 -критерию и сравнения наблюдаемых асимметрий с расчетными было показано, что в области импульсов спектаторов до 80 МэВ/с угловые распределения нуклонов-спектаторов в системе покоя дейтрона количественно хорошо описываются предсказаниями импульсного приближения с плоскими волнами.

Результаты анализа критерия Треймана – Янга для реакции прямого развала дейтрона^{14,16/} приведены в § 4. Здесь же дается обзор экспериментальных данных по исследованию механизма реакции квазиупругого выбивания с использованием критерия Треймана – Янга. Были получены распределения по углу Треймана – Янга в зависимости от импульса нуклонов-спектаторов и переданного четырехмерного импульса $|t|$ в квазиупругом столкновении. Показано, что в пределах статистических ошибок распределения изотропны в области импульсов спектатора $q < 80$ МэВ/с, что хорошо видно из рис.3. На рисунке пунктирными кривыми показаны предсказания полюсной диаграммы. При увеличении импульса спектатора наблюдается рост асимметрии в распределениях по углу Треймана – Янга. Наблюдено также, что основная асимметрия при $q > 80$ МэВ/с сосредоточена в области малых передач импульса $|t| < 0,2$ (ГэВ/с)² в квазиупругом столкновении.

Из проведенного в этой главе анализа можно сделать заключение о преобладающем вкладе полюсной диаграммы (импульсное приближение с плоскими волнами) в амплитуду реакции прямого развала дейтрона в области импульса спектатора до 80 МэВ/с. Таким образом подтверждается предположение о затягивании области применимости полюсной диаграммы в случае дейтрона^{9/} ($q_0 = 45.6$ МэВ/с).

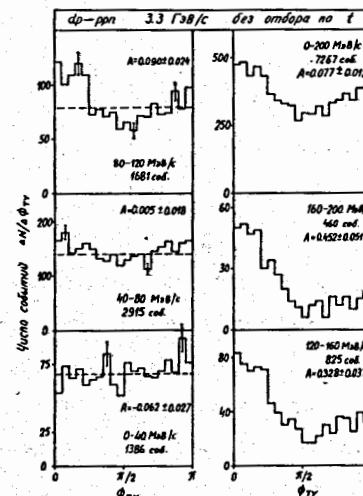


Рис.3 – Распределение по углу Треймана – Янга в реакции прямого развала дейтрона.

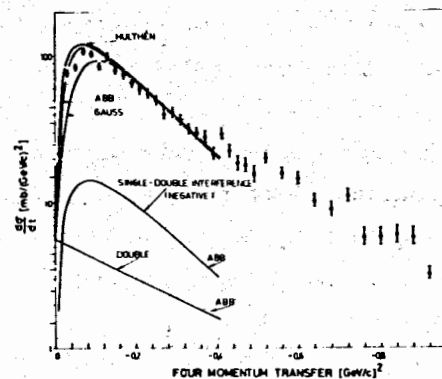


Рис.4 – Дифференциальное сечение $\frac{d\sigma}{dt}$ для реакции прямого развала дейтрона. Сплошные кривые – расчеты по модели Глаубера с использованием различных видов формфакторов дейтрона.

Третья глава диссертации посвящена анализу полученных дифференциальных сечений $\frac{d\sigma}{dt}$ для реакции прямого развала дейтрона и перезарядки в рамках модели Глаубера^{/6,7/}. Основные моменты модели Глаубера для рассеяния адронов на дейтроне обсуждаются в § 1.

Характерная динамика, присущая реакциям прямого развала дейтрона и перезарядки, дала возможность их экспериментального разделения и позволила определить сечение перезарядки $dp \rightarrow (pp)n$ как^{/17/}

$$\sigma_{ex} = (6.4 \pm 0.2) \text{ мбн.}$$

Проведено сравнение полученного экспериментального дифференциального сечения $\frac{d\sigma}{dt}$ для реакции прямого развала дейтрона $dp \rightarrow (np)p$ с предсказаниями модели Глаубера без учета спиновых эффектов^{/6/}. В расчетах амплитуды упругого протон-нуклонного рассеяния представлялись в экспоненциальной форме, параметры которой находились фитированием экспериментальных данных по упругим pp - и np -рассеяниям. Полученные теоретические кривые с использованием различных видов формфактора дейтрона (в пренебрежении D-волной) вместе с экспериментальными данными представлены на рис.4. Здесь же показаны вклады двукратного рассеяния и интерференции между однократным и двукратным рассеянием в случае формфактора АВВ. Этот формфактор был получен Альбери, Бертоки и Бялковским^{/19/} из волновой функции Бресселя - Кермана.

Сравнение экспериментального дифференциального сечения с расчетными кривыми показало, что в пределах точности используемых данных по упругому нуклон-нуклонному рассеянию предсказания модели Глаубера с формфактором АВВ количественно хорошо согласуются с экспериментальными данными^{/18/}.

В случае реакции перезарядки $dp \rightarrow (pp)n$ наблюдается расхождение между предсказаниями модели Глаубера^{/7/} (в пренебрежении спином)

и экспериментальными данными по $\frac{d\sigma}{dt}$ ^{/17/}. В расчетах амплитуда перезарядки в элементарном акте $np \rightarrow pn$ бралась в следующем виде:

$$F_c = A_1 \exp(b_1 t) + i A_2 \exp(b_2 t). \quad (1)$$

Здесь первый член (с большим наклоном) соответствует периферическому нейтрон-протонному взаимодействию с обменом Π -мезоном и взят как действительный, а второй - дифракционному рассеянию. Для фитирования параметров A_1, A_2, b_1, b_2 использовались экспериментальные данные Шепарда^{/20/} и др. и Бизарда^{/21/} и др.

Результаты теоретических расчетов для двух наборов параметров амплитуды np -перезарядки с использованием формфактора АВВ показаны на рис.5 кривыми А (Шепард) и С (Бизард). Влияние дейтронных эффектов видно из сравнения кривых А и В, где последняя представляет дифференциальное сечение для элементарного процесса $np \rightarrow pn$, полученное на основании экспериментальных данных Шепарда и др. Видно, что эти эффекты существенны в области $|t| < 0,15 \text{ (ГэВ/с)}^2$, а при больших $|t|$ они незначительны по сравнению с имеющимися экспериментальными ошибками.

Наблюдаемое расхождение между расчетом и экспериментальными данными не объясняется полностью учетом систематических ошибок в экспериментах Шепарда и Бизарда. Оно может быть связано со спиновыми эффектами (при малых $|t|$), которые в расчетах не учитывались, а также с тем, что часть событий перезарядки на дейтроне может являться результатом взаимодействия с участием промежуточных изобарных состояний.

Следуя предлагавшейся схеме анализа^{/10-12/}, в § 4 этой главы мы делаем попытку определить спин-независимую часть амплитуды элементарной np -перезарядки под малыми углами^{/17/}, комбинируя наши данные по $\frac{d\sigma}{dt}$ для реакции перезарядки на дейтроне, и данные, из-

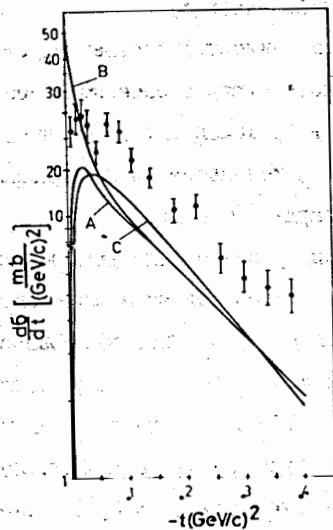


Рис.5 - Дифференциальное сечение $\frac{d\sigma}{dt}$ для реакции перезарядки.

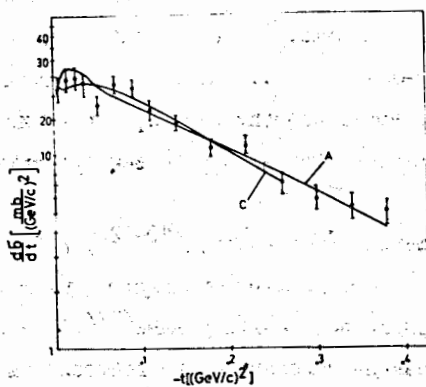


Рис.6 - Распределение $\frac{d\sigma}{dt}$ для реакции перезарядки. Кривые А и С рассчитаны с учетом части амплитуды, зависящей от спина.

влеченные из экспериментов Шепарда и Бизарда для обменного np -рассеяния.

В рамках импульсного приближения с использованием приближения полноты дифференциальное сечение перезарядки на дейтроне согласно /11,12/ записывается в виде

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_d^{ex} = (1-S(t))\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_1^{ex} + \left(1-\frac{1}{3}S(t)\right)\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_2^{ex} \quad (2)$$

Где
$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_1^{ex} = \frac{\pi}{p^{*2}} (|a_c|^2 + |c_c|^2), \quad \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_2^{ex} = \frac{\pi}{p^{*2}} (|b_c|^2 + |c_c|^2 + |e_c|^2 + |f_c|^2)$$

Здесь p^* - импульс в системе центра масс двух нуклонов, сумма $\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_1^{ex} + \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_2^{ex}$ равна дифференциальному сечению элементарной np -перезарядки, $S(t)$ - формфактор дейтрона, а коэффициенты a_c , b_c , c_c , e_c , f_c относятся к спиновым инвариантам амплитуды np -перезарядки. Из формулы (2) видно, что дифференциальное сечение перезарядки на дейтроне при $|t| = 0$ полностью определяется частью сечения элементарной np -перезарядки, зависящей от спинов нуклонов.

Для оценки вклада спин-независящей части амплитуды np -перезарядки под нулевым углом рассеяния дифференциальное сечение, определяемое спин-зависящей частью, параметризовалось следующим образом:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_2^{ex} = X_1 \exp(2b_1 t) + X_2 \exp(2b_2 t). \quad (3)$$

Значения параметров X_1 и X_2 были получены с помощью фитирования выражения (2) с использованием (1) и (3) к экспериментальному распределению. Для двух наборов данных (Шепарда и Бизара) по элементарной np -перезарядке был определен вклад спин-независящей части амплитуды обменного np -рассеяния при $|t| = 0$

$$R = \frac{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_1^{ex}}{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_1^{ex} + \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_2^{ex}} \Big|_{|t|=0}$$

соответственно как /17/ $0,86 \pm 0,09$ и $0,57 \pm 0,22$.

Теоретические расчеты по формуле (2) с описанной выше параметризацией для полученных двух наборов параметров показаны на рис.6 кривыми А (Шепард) и С (Бизард).

Основные результаты диссертации могут быть сформулированы следующим образом.

1. С целью исследования реакции развала дейтрона на протоне была проведена методическая работа:

а) определены параметры пучка (импульс $P=(3,33 \pm 0,08)$ ГэВ/с, угол погружения $\lambda=(0,005 \pm 0,004)$ радиан, азимутальный угол $\varphi=(3,165 \pm 0,002)$ радиан, доля дейтронов в пучке $K=0,91 \pm 0,03$);

б) оценены потери в упругих событиях при малых переданных четырех-импульсах как $(25 \pm 5)\%$ и получен миллибарн-эквивалент на дейтрон-протонное событие $\Sigma=(4,66 \pm 0,15)$ мкбн/событие;

в) показана достаточная идентичность материала, измеренного в разных лабораториях сотрудничества с помощью различных измерительных приборов, позволившая провести суммирование результатов.

2. Впервые определены сечения реакции развала дейтрона $dp \rightarrow ppn$ ($\sigma=37,2 \pm 1,4$ мб) и перезарядки $dp \rightarrow (pp)n$ ($\sigma=6,4 \pm 0,2$ мб) в исследуемой области энергии.

3. Для изучения механизма реакции прямого развала дейтрона на протоне получены импульсное распределение нуклонов-спектаторов во всем диапазоне импульсов, а также распределения по полярному углу спектаторов и углу Треймана - Янга в зависимости от импульса спектатора и переданного четырех-импульса в квазиупругих столкновениях.

4. Показано, что в рамках простого импульсного приближения (спектаторная модель) импульсное распределение спектатора в области (0-200) МэВ/с качественно хорошо описывается волновой функцией Хильтена.

5. Распределения событий по полярному углу спектатора и углу Треймана - Янга в области малых импульсов спектатора (0-80) МэВ/с в пределах статистических ошибок изотропны, а в области (80-200) МэВ/с наблюдается увеличение асимметрии с увеличением импульса спектатора.

6. Наблюдается, что асимметрия в распределениях по углу Треймана - Янга в области импульсов спектатора больше 80 МэВ/с в основном связана с малыми передачами четырех-импульса в квазиупругих столкновениях.

7. Проведенные в импульсном приближении расчеты угловых распределений нуклонов-спектаторов и анализ распределений по углу Треймана - Янга свидетельствуют о преобладающем вкладе полюсной диаграммы в амплитуду реакции прямого развала дейтрона в области импульса спектатора (0-80) МэВ/с.

8. Полученное дифференциальное сечение $\frac{d\sigma}{dt}$ для реакции прямого развала дейтрона хорошо согласуется с предсказаниями модели Глаубера без учета спиновых эффектов с использованием формфактора АВВ, получаемого из волновой функции Бресселя - Кермана.

9. В случае реакции перезарядки на дейтроне наблюдается расхождение между экспериментальным дифференциальным сечением $\frac{d\sigma}{dt}$ и расчетом по модели Глаубера, которое частично может быть связано либо со спиновыми эффектами, неучитываемыми в модели, в области малых $|t|$, либо с другими механизмами, дающими вклады в реакцию перезарядки.

10. Используя полученное дифференциальное сечение для реакции перезарядки на дейтроне и два набора экспериментальных данных по элементарной pp -перезарядке, мы сделали попытку извлечения спин-независимой части амплитуды обменного pp -рассеяния при $|t|=0$ и получили следующие значения: $r=0,86 \pm 0,09$ и $r=0,57 \pm 0,22$.

Диссертация написана на основе работ, результаты которых докладывались на Всесоюзной конференции по ядерным реакциям при высоких энергиях в Тбилиси (1972 г.), на Сессии отделения ядерной физики АН СССР в Москве (1972, 1974 гг.), на Международных симпозиумах по физике высоких энергий и элементарных частиц в Штрбско Плесо (1972 г.), Варне (1974 г.), представлялись на Международные конференции по физике высоких энергий в Батавии (1972г.), Упсале (1973 г.) и опубликованы в работах^{2-3,13-18/}.

Литература

1. A.V. Belonogov et al. Nucl. Instr. and Meth. 20, 114 (1963).
2. В.В.Глаголев и др. ОИЯИ, 1-6372, Дубна, 1972.
3. В.В.Глаголев и др. ОИЯИ, P1-6714, Дубна, 1972.
4. G.F. Chew. Phys. Rev. 80, 196 (1950).
5. G.F. Chew. Phys. Rev. 85, 636 (1952).
6. V. Franco, R.J. Glauber. Phys. Rev. 142, 1195 (1966).
7. V. Franco, R.J. Glauber. Phys. Rev. 156, 1685 (1967).
8. И.С.Шапиро, УФН, 92, 540 (1969),
9. В.М.Кольбасов, Г.А.Лексин, И.С.Шапиро, УФН, 113, 239 (1974).
10. И.Я.Померанчук. ЖЭТФ, 21, 1113 (1951).
11. N.W. Dean. Phys. Rev. D5, 2832 (1972).
12. Г.И.Лыкасов, А.В.Тарасов. ЯФ, т. 19, вып. 4, 825 (1974).
13. Б.С.Аладашвили и др. ОИЯИ, 1-7645, Дубна, 1973.
14. B.S. Aladashvili et al. JINR, E1-7304, Dubna, 1973.
15. Б.С.Аладашвили и др. ОИЯИ, P1-8441, Дубна, 1974.
16. Б.С.Аладашвили и др. ОИЯИ, 1-8146, Дубна, 1974.
17. B.S. Aladashvili et al. JINR, E1-8092, Dubna, 1974.
18. B.S. Aladashvili et al. JINR, E1-8495, Dubna, 1974.
19. G. Alberi, L. Bertocchi, G. Bialkowski.
Nucl. Phys. B17, 621 (1970).
20. P.F. Shepard et al. Princeton-Pennsylvania Accelerator
Report PPAR-10 (1969).
21. G. Bizard et al. Submitted paper, II-nd Inter. Conf. on Element.
Particls. Aix-en-Provence (1973).

Рукопись поступила в издательский отдел
18 февраля 1975 г.