

53731

К-844

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**  
**ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ**

1 - 8968

**КРУМШТЕЙН**  
Зиновий Владимирович

**ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ БЫСТРЫХ ДЕЙТРОНОВ,**  
**ОБРАЗУЕМЫХ ПРОТОНАМИ**  
**С ЭНЕРГИЕЙ 670 МЭВ НА ЯДРАХ**

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 ядерных проблем  
Объединенного института ядерных исследований (г.Дубна).

Научный руководитель: старший научный сотрудник кандидат  
физико-математических наук В.И.ПЕТРУХИН .

Официальные оппоненты:

Доктор физико-математических наук  
В.Б.БЕЛЯЕВ,  
доктор физико-математических наук  
П.В.СОРОКИН.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:  
Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, г.Москва.

Автореферат разослан " " \_\_\_\_\_ 1975 г.

Защита диссертации состоится " " \_\_\_\_\_ 197 года  
в " " часов на заседании Ученого совета Лаборатории ядерных  
проблем ОИЯИ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного  
института ядерных исследований.

Ученый секретарь Совета  
кандидат физико-математических наук

Д.А.БАТУСОВ

1 - 8968

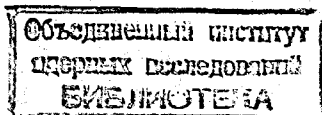
**КРУМШТЕЙН**  
Зиновий Владимирович

**ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ БЫСТРЫХ ДЕЙТРОНОВ,  
ОБРАЗУЕМЫХ ПРОТОНАМИ  
С ЭНЕРГИЕЙ 670 МЭВ НА ЯДРАХ**

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)



В последние два десятилетия сложилась новая глава ядерной физики, в которой структура ядра изучается с помощью частиц средних (условно для протонов 100-1000 МэВ) и высоких ( $> 1$  ГэВ) энергий. Интерес к этой области исследований связан с тем, что когда энергия частицы значительно превышает энергию связи отдельных нуклонов и ее длина волны меньше среднего характерного расстояния между нуклонами в ядре, изучение взаимодействия таких частиц с ядрами позволяет получить новые сведения о структуре ядра и внутриядерном движении нуклонов, а также представляющие самостоятельный интерес сведения о механизмах ядерных реакций при высоких энергиях. Особое место занимает исследование квазисвободных двухчастичных реакций. С одной стороны, это связано с наличием достаточно полных данных об элементарных процессах (взаимодействие со свободным нуклоном, дейтроном и т.д.). С другой стороны, сравнение особенностей протекания элементарных реакций и квазисвободных (ядерных) позволяет производить относительные измерения и выделять ядерные эффекты. Особенно перспективны в этом отношении эксперименты с регистрацией на совпадения обеих частиц, возникающих в квазисвободной реакции, так как из них можно наиболее прямым способом извлечь информацию как о внутриядерном движении нуклонов ( $e, e'p; p, 2p$ ), так и об ассоциировании нуклонов в ядрах и внутриядерном движении этих ассоциаций ( $e, e'd; p, dN$ ). Имеется еще одно важное обстоятельство, связанное с тем, что, во-первых, в области от 100 МэВ до 1 ГэВ амплитуда  $N - N$  рассеяния хорошо экспериментально изучена, и, во-вторых, в интервале энергий от нескольких сот МэВ до 1 ГэВ сечение  $N - N$  взаимодействия минимально, что приводит к меньшему искажению картины ядерной реакции из-за взаимодействия в этом же ядре продуктов реакции и не столь сильного поглощения налетающих протонов ядром. Это означает, что в интервале энергий от нескольких сот МэВ до 1 ГэВ протоны являются в весьма подходящим пробным телом для изучения структуры ядра. Одним из наиболее интересных аспектов изучения структуры ядра является вопрос об ассоциировании нуклонов в ядрах и внутриядерном движении этих ассоциаций. Сведения о парных корреляциях нуклонов в ядрах можно получить из данных по упругому рассеянию протонов на ядрах. Но наиболее прямым способом можно извлечь информацию из экспериментов по изучению квазисвободного взаимодействия налетающих протонов с нуклонными ассоциациями (например,

$A(p < \alpha, \alpha \pi^+) B$ ) и особенно из экспериментов по квазиупругому рассеянию протонов на этих ассоциациях на большие углы (вплоть до  $180^\circ$ ), так как в этом случае из ядра вылетают высокоэнергичные фрагменты и сечение взаимодействия их с ядром в конечном состоянии минимально. Хотя проведение таких экспериментов сопряжено со значительными трудностями из-за малой величины сечений, идентификация таких процессов достаточно проста, так как необходимо лишь выделить в соответствии с кинематикой пик в импульсном спектре вторичных частиц, вылетающих под определенным углом. Первое наблюдение и исследование процессов квазиупругого выбивания дейтронов ( $p, dN$ ) было выполнено в Дубне<sup>1</sup> в 1957 году при энергии протонов 675 МэВ и позднее в Брукхейвене в 1967 году при энергии 1 ГэВ. Из экспериментальных данных<sup>1,2/</sup> следовало, что протоны квазиупруго рассеиваются на двухнуклонных ассоциациях; в этих опытах были получены сведения о средней энергии вырывания дейтронов из ядер и средней энергии движения двухнуклонных ассоциаций, а также о зависимости сечения этих процессов от массового числа ядра-мишени. Сведения о квазиупругом рассеянии на более сложных трех- и четырехнуклонных ассоциациях были получены в экспериментах, выполненных в Дубне<sup>3</sup> в 1968 году. Во всех этих экспериментах<sup>1-3/</sup> изучалась самая жесткая часть импульсных спектров вторичных частиц и исследовался только один механизм их образования - квазиупругое рассеяние. Что касается основной части спектров вторичных частиц, то здесь имеется мало экспериментальных данных<sup>4-6/</sup>, в основном измерена относительно мягкая часть импульсных спектров, где невозможно количественно оценить или даже выделить роль какого-либо механизма образования этих частиц.

В связи с такой ситуацией с целью выяснения механизмов образования вторичных частиц в широком диапазоне импульсов и более детального изучения зависимости сечения образования вторичных частиц от массового числа ядра-мишени нами были проведены в 1968-1970 годах эксперименты<sup>7-9/</sup>, в которых были измерены в диапазоне импульсов  $700 \leq Pd \leq 1700$  МэВ/с импульсные спектры дейтронов, испускаемых при взаимодействии протонов с энергией 670 МэВ с ядрами  $D, {}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}, C, Al, Cu, Rh$  и  $Pb$  под углами  $6.5^\circ, 9.5^\circ, 13.5^\circ$  и  $16^\circ$ .

В 1971 году нами были выполнены измерения<sup>10,11/</sup> импульсных спектров ядер трития и  ${}^3\text{He}$  (в импульсных диапазонах 800-2000 МэВ/с и 1100 - 2000 МэВ/с для ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  соответственно), испускаемых при взаимодействии протонов с энергией 670 МэВ с ядрами от  $Li$  до  $Pb$ . Одновременно в близких экспериментальных условиях в работе<sup>12/</sup> были измерены спектры быстрых ядер  ${}^3\text{He}$ , трития и  ${}^4\text{He}$ , образующихся при взаимодействии протонов с энергией 665 МэВ с легкими ядрами, в более широком импульсном диапазоне, чем в ранних работах<sup>3</sup> этой группы. Этой же группой авторов была изучена энергетическая зависимость процесса квазиупругого выбивания дейтронов<sup>13/</sup>. Процесс квазиупругого выбивания дейтронов из ядра  ${}^{12}\text{C}$  при энергии протонов 0,73 и 1,26 ГэВ также изучался в работе<sup>14/</sup>. Некоторые результаты исследований<sup>7-11/</sup> составляют содержание настоящей диссертации.

Диссертация состоит из введения и четырех глав. В первой главе описывается постановка опыта и аппаратура. При выборе постановки опыта мы исходили из следующих обстоятельств. Из данных по квазиупругому рассеянию протонов на двухнуклонных ассоциациях в ядрах следовало, что ширина квазиупругих пиков составляет 140 - 150 МэВ/с, что соответствует при  $P = 1600$  МэВ/с импульсному разбросу  $\Delta P/P \sim 9\%$ . Поэтому для наших исследований подходил вариант магнитного спектрометра, использованного в работе<sup>1/</sup>, который имел разрешение  $\Delta P/P \sim 3\%$ . Однако метод идентификации по пробегу, которым пользовались авторы<sup>1/</sup>, не мог быть применен нами из-за малой величины отношения дейтронов к протонам в области импульсов ниже пика квазиупругого  $p - \alpha$  рассеяния, так как часть протонов, испытывая ядерное поглощение в фильтре, может имитировать дейтроны. Поэтому для идентификации частиц по массам (скоростям) нами была выбрана методика по времени пролета, которая имеет ряд преимуществ: разделение частиц по массам во всем изучаемом диапазоне импульсов; многоканальность, что позволяет получать за одно измерение выходы всех вторичных заряженных частиц и данные о фоне при заданном эффективном импульсе; высокая скорость набора статистики; относительная простота, надежность и сравнительно невысокая стоимость. Схема опыта была выбрана такой, чтобы использовать имеющуюся в лаборатории аппаратуру и условия без привлечения значительных средств для

постановки данного эксперимента. Чтобы использовать отклоняющий магнит (СП-37) для магнитного спектрометра, необходимо было помещать мишень-рассеиватель до магнита, т.е. в зале синхроциклотрона, а исследуемые вторичные частицы, вылетающие из мишени, выводить анализирующим магнитом за защитную стену в помещение,

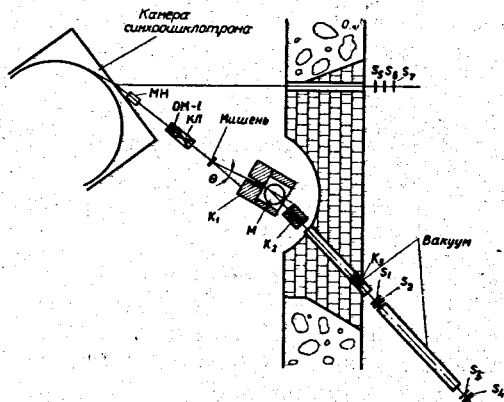


Рис.1. Схема опыта. МН - магнитные насадки, КЛ - квадрупольная линза, ОМ-I - отклоняющий магнит, К<sub>1</sub>, К<sub>2</sub> и К<sub>3</sub> - коллиматоры, М - анализирующий магнит, S<sub>1</sub> - S<sub>4</sub> - сцинтилляционные счетчики.

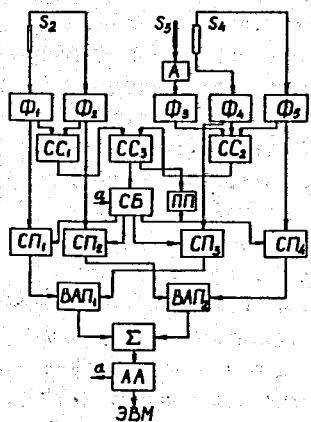


Рис.2. Блок-схема электронной аппаратуры. S<sub>2</sub> и S<sub>4</sub> - сцинтилляционные счетчики, А - аттенюатор, Ф<sub>1</sub> - Ф<sub>5</sub> - формирователи, СС<sub>1</sub>-СС<sub>3</sub> - схемы совпадений, СП<sub>1</sub>-СП<sub>4</sub> - схемы пропуска, СБ - схема блокировки, ВАП<sub>1</sub>, ВАП<sub>2</sub> - время-амплитудные преобразователи, АА - амплитудный анализатор, ПП - пересчетный прибор.

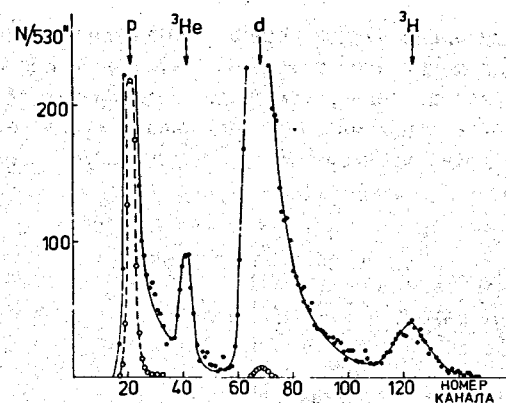


Рис.3. Спектр по времени пролета вторичных частиц с импульсом  $\frac{P}{Z} = 875$  МэВ/с. • - спектр по времени пролета с дискриминацией сигналов счетчика S<sub>3</sub>. o-(x/10<sup>3</sup>)- без дискриминации сигналов счетчика S<sub>3</sub>.

где фоновые условия были приемлемыми для нормальной работы детекторов. Важным фактором в такой постановке является использование полной интенсивности выведенного протонного пучка. Расположение экспериментальной аппаратуры показано на рис.1. Пучок протонов, выведенный из синхроциклотрона ЛЯП ОИЯИ с энергией (672±3) МэВ и угловой расходимостью ~ 0.5°, отклонялся рассеянным полем магнита ускорителя и дополнительным отклоняющим магнитом ОМ-I на мишень. Вывод пучка на заданное направление осуществлялся выбором расстояния между отклоняющими насадками МН, которые формируют магнитное поле на выходе пучка из камеры синхроциклотрона, и током в отклоняющем магните ОМ-I. Пучок фокусировался на мишень дублетной квадрупольной линзой КЛ. Размеры пучка на мишени составляли 20 мм в горизонтальной и 30 мм в вертикальной плоскостях; расходимость ~ 0.5°, интенсивность пучка ~ 5·10<sup>11</sup> част./с. Вторичные частицы, испущенные из мишени под углом θ к направлению первичного пучка протонов, выделялись апертурным коллиматором К<sub>1</sub> (длиной 60 см и диаметром 1 см). Расстояние между мишенью и коллиматором К<sub>1</sub> составляло ~ 2 м. Прямой протонный пучок гасился в свинцовой защите, расположенной перед магнитом М. Вторичные частицы,

выделенные коллиматором  $K_1$ , отклонялись магнитным полем анализирующего магнита  $M$  в коллиматор  $K_2$  (длиной  $1$  м и диаметром  $2$  см), расположенный в четырехметровой защитной стене. Частицы, выделенные коллиматором  $K_2$ , проходили через секции вакуумного тракта в четырехметровой стене и попадали в помещение, где установлены сцинтилляционные счетчики, на выходе из защитной стены размер пучка определялся коллиматором  $K_3$  (длиной  $1$  м и диаметром  $5$  см). Вторичные частицы регистрировались телескопом сцинтилляционных счетчиков  $S_1 \div S_4$ . Счетчики  $S_1, S_2$  были установлены на выходе частиц из защитной стены, а счетчики  $S_3, S_4$  отнесены на расстояние  $5.6$  м. Путь частиц от выхода коллиматора  $K_2$  до счетчика  $S_1$  и от счетчика  $S_2$  до счетчика  $S_3$  проходил в вакууме. Счетчики  $S_2$  и  $S_4$  являлись "базовыми" счетчиками для идентификации частиц по времени пролета, а  $S_1$  и  $S_3$  - совпадательными при них - для уменьшения фона случайных совпадений. Для компенсации временного разброса, связанного с геометрией, каждый из сцинтилляторов базовых счетчиков  $S_2$  и  $S_4$  просматривался с двух противоположных сторон фотоумножителями XP-1020. Счетчик  $S_1$  использовался только в первых сеансах и в дальнейшем был убран, так как исследования показали, что его отключение не влияет на уровень фона. Для мониторинга первичного пучка протонов применялся телескоп из трех сцинтилляционных счетчиков  $S_5 \div S_7$ , разнесенных друг от друга на расстояние  $1$  м, направленный на выходное окно камеры ускорителя в месте выхода протонного пучка. Монитор линейно зависел от интенсивности первичного пучка протонов при изменении интенсивности на два порядка величины. В экспериментах использовались мишени из  ${}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}, \text{LiD}, \text{C}, \text{CH}_2, \text{Al}, \text{Cu}, \text{Rh}$  и  $\text{Pb}$ ; они представляли собой пластины размером  $10 \times 10$  см<sup>2</sup>, толщины всех мишеней составляли  $\sim 1,5$  г/см<sup>2</sup>. Состав всех мишеней, за исключением мишени из  ${}^6\text{Li}$  ( $90\%$   ${}^6\text{Li}$  и  $10\%$   ${}^7\text{Li}$ ), представлял собой естественную смесь изотопов. Мишени располагались на автоматическом устройстве для их смены, имеющем  $12$  фиксированных положений.

Магнитный спектрометр включал в себя следующие элементы: анализирующий магнит (СП-37), апертурный коллиматор  $K_1$ ; импульсные коллиматоры  $K_2$  и  $K_3$ , выделяющие поток частиц определенного импульса; телескоп сцинтилляционных счетчиков  $S_1 \div S_4$ ,

регистрирующий частицы определенного импульса. Угол захвата  $\Delta \theta$  магнитного спектрометра, определяемый коллиматором  $K_1$ , составлял  $\Delta \theta \sim 8$  мрад, импульсное разрешение магнитного спектрометра  $\frac{\Delta P}{P} \sim 1.7\%$ . Аксептанс установки был равен  $\sim 50$  мкср.

В экспериментах использовалось несколько вариантов электронной логики, но функционально все они были идентичны. На рис.2 приведен последний вариант электронной логики. Нами применялись стандартные логические схемы, разработанные З.Цисеком. 5/ Сигналы от быстрых схем совпадений  $CC_1$  и  $CC_2$  с разрешением  $2\tau \sim 10$  нс поступали на схему-ворот  $CC_3$ , которая срабатывала, если время пролета частицы не превышало  $70$  нс, что заведомо перекрывало временной диапазон во всем исследуемом интервале импульсов для  $p, \alpha, {}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$ . Выходной сигнал схемы  $CC_3$  открывал схему пропускания  $СП_1 - СП_4$ , которые пропускали сигналы от формирователей базовых счетчиков на время-амплитудные преобразователи (ВАП1, ВАП2). Сумма сигналов с ВАП1 и ВАП2 подавалась на амплитудный анализатор АИ-4096. Сигналы управления схем пропускания блокировались схемой (СБ) в течение мертвого времени анализатора. Это обеспечивало работу временного тракта без перегрузок, а также позволяло более эффективно использовать анализатор при больших интенсивностях вторичных частиц. Спектрометр по времени пролета для протонов с импульсом  $1300$  МэВ/с в наилучших условиях по загрузке в пике от дифракционного рассеяния имел разрешение  $2\tau \sim 0.5$  нс. При измерении импульсных спектров ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  для увеличения скорости их регистрации и выделения их в спектрах по времени пролета протоны и дейтроны подавлялись за счет амплитудной дискриминации сигналов от счетчика  $S_3$ . Диапазон измеряемых импульсов снизу ограничен порогом регистрации установки, который определялся уменьшением эффективности регистрации из-за многократного рассеяния вторичных частиц в воздухе и в сцинтилляторах счетчиков. Пороговое значение импульса составляло  $600$  МэВ/с,  $800$  МэВ/с и  $1100$  МэВ/с для дейтронов, ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  соответственно.

Описываемая экспериментальная установка работала на линии с ЭВМ "Минск-22". После определенного цикла измерений или после заполнения всей памяти анализатора информация из его памяти по линии связи передавалась в память ЭВМ и записывалась на магнитную ленту. После этого данные расшифровывались и в виде гисто-

грамм печатались на АИПУ. Для получения экспрессной информации в ходе эксперимента использовались программы предварительной обработки, которые вычисляли площадь спектра по времени пролета, находили в нем пики, соответствующие различным сортам частиц, определяли число событий в этих пиках. Применение программ экспрессной обработки позволяло в ходе эксперимента получать информацию о виде импульсных спектров интересующих нас частиц.

Во второй главе описана процедура измерений и обработка экспериментальных результатов. В процессе формирования пучка и выбора условий защиты от прямого протонного пучка (оптимальная толщина защиты из свинца перед анализирующим магнитом была  $\sim 1$  м) настраивался спектрометр по времени пролета. Путем введения задержек в канал последнего базового счетчика измерялось разрешение, цена деления шкалы и диапазон измеряемых времен пролета спектрометра. Спектр по времени пролета вторичных частиц с импульсом  $P/\gamma = 875$  МэВ/с показан на рис. 3. Далее производилось определение поправок на просчеты регистрирующей аппаратуры и поправок на многократное рассеяние в мишени, в воздухе и сцинтилляторах счетчиков. Для этого выполнялись измерения с различными толщинами мишеней во всем исследуемом диапазоне импульсов, а также с различными толщинами фильтров, помещаемых перед коллиматором  $K_2$  и после счетчика  $S_2$ . При исследовании спектров ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  измерялись дискриминационные кривые для определения оптимальных значений дискриминации протонов и дейтронов. Процедура сводилась к измерению спектров по времени пролета при данном значении импульса для каждой из исследуемых мишеней и без мишени на определенный монитор. Такая процедура позволяла измерять выход вторичных частиц из различных мишеней в одинаковых экспериментальных условиях и исключать все временные нестабильности. Время набора спектров по времени пролета менялось в зависимости от импульса и угла вылета вторичных частиц и выбиралось таким, чтобы обеспечить не менее чем 3%-ную статистическую точность в определении выхода дейтронов. В систематическую ошибку при определении выхода вторичных частиц основной вклад давали погрешности вычисления фактора, учитывающего многократное рассеяние в воздухе и в сцинтилляторах счетчиков и выделения частиц в спектрах по времени пролета. Поправка на многократное рассеяние вычислялась по формулам, выведенным

Штернхеймером<sup>16</sup>, результаты расчета проверялись экспериментально. Погрешность в определении этой поправки зависела от импульса и менялась для дейтронов от 15% до 1% при изменении импульса от 700 МэВ/с до 1300 МэВ/с, и для ядер  ${}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{H}$  от 20% при пороговом значении импульса до 3% и 1% при импульсе 1600 МэВ/с соответственно. Погрешность при выделении вторичных частиц в спектрах по времени пролета не превышала 0.5% для дейтронов и 10% для ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  во всем измеряемом диапазоне импульсов. Средний эффективный импульс вторичных частиц, зарегистрированных на время-пролетных спектрах, находился из отношения величины магнитного поля анализирующего магнита при измерении данного спектра к значению поля, отвечающему максимуму пика дифракционно рассеянных на ядре протонов. В ходе эксперимента в одинаковых условиях производились измерения импульсных спектров дейтронов от реакций  $p+p \rightarrow d+\pi^+$  и  $p+d \rightarrow p+d$  на свободных протонах и дейтронах. Сравнение кинематически рассчитанных положений пиков от этих реакций с экспериментально измеренными служило для контроля калибровки импульсной шкалы. Калибровка шкалы сечений проводилась по реакции  $p+p \rightarrow d+\pi^+$ <sup>17</sup> и для контроля — по известному сечению выхода заряженных частиц из ядра  ${}^{12}\text{C}$ <sup>18</sup>. Кроме того, отношение площадей пиков дейтронов, вылетающих "вперед" и "назад" в с.д.м. от реакции  $p+p \rightarrow d+\pi^+$ , служило контролем того, что эффективность установки определена правильно.

В третьей главе описывается первый эксперимент по исследованию спектра дейтронов, испускаемых при взаимодействии протонов с энергией 670 МэВ с ядрами углерода под углом  $6.5^\circ$ . На рис. 4 показан спектр дейтронов, образующихся при взаимодействии протонов

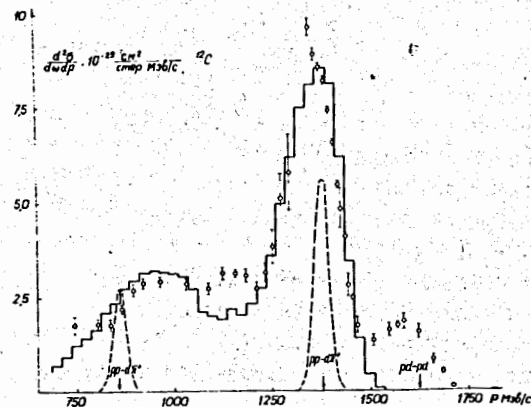


Рис. 4. Импульсный спектр дейтронов, испускаемых при взаимодействии протонов с энергией 670 МэВ с ядрами  ${}^{12}\text{C}$  под углом  $6.5^\circ$ . Гистограмма — расчет по модели независимых частиц (см. текст). Пунктирная кривая — экспериментально измеренный импульсный спектр дейтронов от реакции  $p+p \rightarrow d+\pi^+$ .



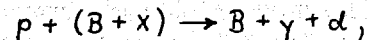
с ядрами углерода. На этом же рисунке приведен импульсный спектр дейтронов от реакции  $p+p \rightarrow d+\pi^+$  на свободных протонах (пунктирная кривая). Последний спектр состоит из двух пиков, отвечающих вылету дейтронов в с.ц.м. "вперед" ( $P_d = 1378$  МэВ/с) и "назад" ( $P_d = 859$  МэВ/с). Ширина пика "вперед"  $\sim 45$  МэВ/с характеризует импульсное разрешение спектрометра. Характерной особенностью импульсного спектра дейтронов, испускаемых из ядра  $^{12}\text{C}$ , является наличие двух пиков при значениях импульсов 1585 МэВ/с и 1360 МэВ/с, которые по кинематическим соображениям соответствуют только "квазидвухчастичным" реакциям. Пик в районе  $P_d = 1585$  МэВ/с обусловлен квазиупругим рассеянием протонов на двухнуклонных ассоциациях ядра  $^{12}\text{C}$ , т.е. реакцией ( $p \langle 2N \rangle, dN$ ). Наблюдаемое небольшое смещение пика относительно  $P_d = 1625$  МэВ/с, отвечающего свободному  $p-d$  рассеянию, соответствует энергии отделения дейтронов для ядра  $^{12}\text{C} \sim 25$  МэВ. Из ширины пика  $\Gamma = 144$  МэВ/с можно оценить среднюю кинетическую энергию движения двухнуклонных кластеров  $T_0$ , участвующих в реакции. Такая оценка приводит к значению  $T_0 \sim 15$  МэВ. Дифференциальное сечение квазиупругого рассеяния, найденное в предположении, что форма соответствующего пика описывается гауссовым распределением, составляет

$$\frac{d\sigma}{d\omega} [^{12}\text{C}(p \langle 2N \rangle, dN)^{10} \text{A}] = (2.7 \pm 0.5) \cdot 10^{-27} \frac{\text{см}^2}{\text{ср.}}$$

Приведенный результат согласуется с данными работы <sup>1/</sup>. Пик в районе 1360 МэВ/с кинематически соответствует образованию дейтронов в реакции ( $p \langle N \rangle, d\pi^+$ ) на связанных нуклонах ядра  $^{12}\text{C}$  с вылетом дейтрона "вперед" в с.ц.м. Пик, отвечающий вылету дейтронов "назад" в с.ц.м., в импульсном спектре не выделяется. Это связано, по-видимому, как с сильным уширением его из-за внутриядерного движения, так и с вкладом различных неупругих процессов. Площадь спектра дейтронов с импульсами  $P_d \geq 700$  МэВ/с за вычетом пика от реакции ( $p \langle 2N \rangle, dN$ ) соответствует дифференциальному сечению  $\frac{d\sigma}{d\omega} = (27.9 \pm 3.2) 10^{-27} \frac{\text{см}^2}{\text{ср.}}$ . Эта величина может служить верхней оценкой сечения реакции  $^{12}\text{C}(p \langle N \rangle, d\pi^+)^{11} \text{A}$ .

Для того, чтобы понять основные особенности импульсного спектра быстрых дейтронов, мы выполнили расчеты импульсных распределений дейтронов, образующихся в реакции ( $p \langle N \rangle, d\pi^+$ ) на нуклонах ядра. Для расчета использовалось импульсное приближе-

ние в рамках трехчастичного подхода, реакция описывалась по схеме



т.е. ядро-мишень рассматривалось как комплекс частиц  $B$  и  $x$ , роль частицы  $x$  выполнял протон или нейтрон, а  $\gamma$  - пион. Столкновения падающих протонов с нуклонами рассматривались как столкновения со свободными независимыми частицами, но с учетом того, что частицы ядра имеют некоторый импульс. Вычисления производились по методу Монте-Карло. Импульсное распределение нуклонов бралось в виде  $f_q \sim \frac{1}{3} (f_s + 2f_p)$  и предполагалось, что для нуклонов, находящихся на  $S$ -оболочке, оно соответствует гауссовому распределению  $f_s \sim \exp(-q^2/q_s^2)$ , а для  $p$ -оболочки - описывается функцией  $f_p \sim q^2 \exp(-q^2/q_p^2)$ . При вычислениях использовались значения  $q_s = 157$  МэВ/с и  $q_p = 94$  МэВ/с, найденные в опытах по рассеянию электронов с энергией 600 МэВ <sup>19/</sup>. Так как вычисления не учитывали наличия потенциальной ямы и эффектов возбуждения, вычисленные распределения сдвигались в сторону меньших импульсов на величины, определяемые энергией связи нуклонов на  $S$ - и  $p$ -оболочках ( $Q_s = 36$  МэВ,  $Q_p = 16$  МэВ). Вычисленное распределение нормировалось к экспериментальному путем сравнения площадей спектров в интервале импульсов 1200-1500 МэВ/с. Результаты расчета приведены на рис.4 (гистограмма). Видно, что вычисленное распределение дейтронов качественно согласуется с экспериментальным. В этой главе приводятся также варианты расчетов в предположении, что внутриядерное движение нуклонов описывается распределением Ферми с  $q_F = 218$  МэВ/с и в предположении, что сечение элементарного процесса  $p \langle N \rangle \rightarrow d + \pi^+$  не зависит от энергии и угла. Из сравнения этих вариантов расчета следовало, что экспериментальные данные слабо чувствительны к виду импульсного распределения нуклонов в ядре, форма спектра определяется в основном резонансным характером поведения сечения реакции  $p \langle N \rangle \rightarrow d + \pi^+$ . В этой же главе приводятся результаты расчета импульсных спектров дейтронов (обе ветви реакции  $p \langle N \rangle \rightarrow d + \pi^+$  и  $p + d \rightarrow p + d$ ) на основе импульсного приближения и многочастичной оболочечной модели, проведенного в работе <sup>20/</sup>.

В четвертой главе приведены результаты измерения импульсных спектров дейтронов, образуемых протонами с энергией 670 МэВ на ядрах  $\text{D}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $\text{C}$ ,  $\text{Cu}$ ,  $\text{Rh}$  и  $\text{Pb}$  под углом  $6.5^\circ$ . Измеренные спектры приведены на рис.5. В импульсном спектре

дейтронов от дейтерия хорошо выделяются три пика при импульсах 1625 МэВ/с, 1375 МэВ/с и 870 МэВ/с, соответствующие упругому  $p-d$  рассеянию и реакции  $(p + \langle N \rangle \rightarrow d + \pi^+)$ . Ширины пиков на полувысоте составляют  $\sim 150$  МэВ/с для пика "назад" в с.ц.м. и  $80$  МэВ/с для пика "вперед" в с.ц.м. На всех спектрах, полученных на ядрах тяжелее дейтерия, наблюдается только два пика, один из пиков, при  $P_d = 1600$  МэВ/с, можно отнести к процессу  $(p \langle 2N \rangle, dN)$ , а другой, при  $P_d = 1360$  МэВ/с, - к процессу  $(p \langle N \rangle, d\pi)$ . Ширины всех пиков примерно одинаковы и составляют  $\sim 130-140$  МэВ/с. Так же, как и в случае ядра  $^{12}\text{C}$ , методом Монте-Карло были рассчитаны спектры дейтронов, обусловленные процессом  $p + \langle N \rangle \rightarrow d + \pi$  на ядрах  $\text{D}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $\text{Al}$ ,  $\text{Cu}$ ,  $\text{Rh}$  и  $\text{Pb}$  в импульсном приближении. Для ядра  $\text{D}$  использовалась хольтеновская форма импульсного распределения нуклонов ядра-мишени, для ядра  $^7\text{Li}$  распределение бралось в виде  $f \sim \frac{1}{5}(2f_s + 3f_p)$ , для остальных ядер полагалось, что импульсное распределение нуклонов в ядре описывается распределением Ферми с  $q_F = 218$  МэВ/с. Результаты расчетов приведены на рис.5, из которого видно, что вычисленные распределения хорошо согласуются с экспериментальными для ядер  $\text{D}$  и  $^7\text{Li}$ . Для остальных ядер согласие с экспериментальными данными наблюдается только в области пика "вперед". В низкоимпульсной области  $P_d \ll 1200$  МэВ/с расчетные кривые идут ниже экспериментальных, причем расстояние между ними растет с увеличением массового числа ядра-мишени, что может быть обусловлено все более увеличивающимся вкладом различных многочастичных процессов. На рис.6а приведена зависимость величины  $N_{dA} = \sigma(p \langle 2N \rangle, dN) / \sigma(p \langle N \rangle, d\pi)$  от массового числа ядра-мишени. Величины  $N_{dA}$  имеют смысл эффективных чисел "активных" двухнуклонных ассоциаций, участвующих в реакции. На этом же рисунке приведены данные других работ<sup>1,2</sup>.

Из рисунка видно, что наши данные и данные других работ, полученные при близких значениях углов вылета дейтронов, согласуются в пределах экспериментальных ошибок. Экспериментальные данные хорошо описываются кривой  $N_{dA} \sim A^x$ , значение  $x$ , вычисленное методом наименьших квадратов, близко к  $1/3$ , что говорит в пользу периферического характера процесса  $A(p \langle 2N \rangle, dN)B$ . Получены значения  $x$  для различных участков спектров дейтронов,

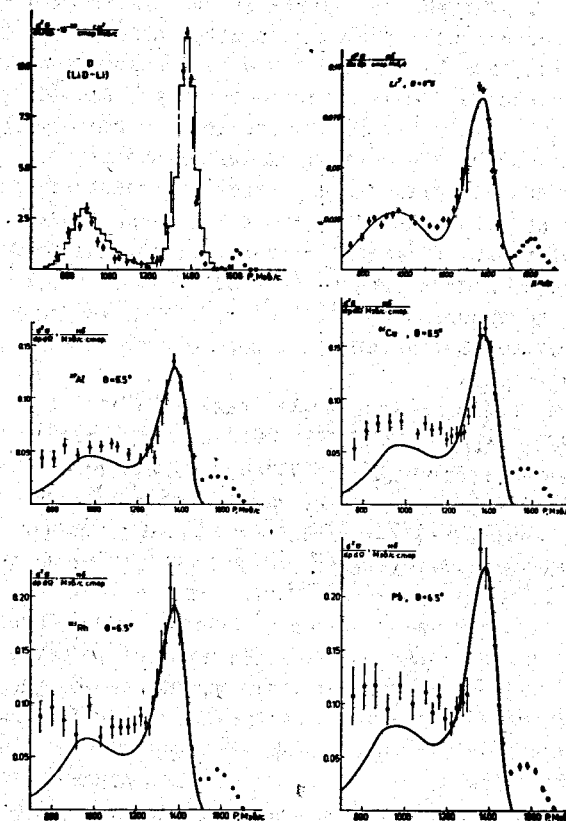


Рис.5. Импульсные спектры дейтронов, испускаемых при взаимодействии протонов с энергией 670 МэВ с ядрами  $\text{D}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $\text{Al}$ ,  $\text{Cu}$ ,  $\text{Rh}$  и  $\text{Pb}$  под углом  $6.5^\circ$ . Гистограмма и сплошные кривые - расчет по модели независимых частиц в следующих предположениях об импульсных распределениях внутриядерных нуклонов: ядро  $\text{D}$  - распределение Хольтена  $f \sim (\frac{1}{q^2 + a^2} - \frac{1}{q^2 + b^2})$ , где  $a = 46 \frac{\text{МэВ}}{c}$ ,  $b = 320 \frac{\text{МэВ}}{c}$ ; ядро  $^7\text{Li}$   $f \sim \frac{1}{5}(3f_s + 2f_p)$ ,  $f_s \sim \exp(-q^2/q_s^2)$ ,  $f_p \sim \rho^2 \exp(-q^2/q_p^2)$ ,  $q_s = q_p = 100$  МэВ/с; ядра  $\text{Al}$ ,  $\text{Cu}$ ,  $\text{Rh}$  и  $\text{Pb}$  - распределение Ферми ( $q_F = 218$  МэВ/с).

для этого импульсные распределения разбивались на участки по 100 МэВ/с и полученные значения сечений аппроксимировались зависимостью  $\sim A^x$ . Величина  $x$  равна 1/3 в области пика квазиупругого рассеяния и в области пика дейтронов от процесса  $(p < N>, d\pi)$ , вылетающих "вперед" в с.ц.м. Далее в области

1200 МэВ/с величина  $x$  начинает расти с уменьшением импульса до значения  $\sim 2/3$  при  $P_d = 700$  МэВ/с. Такое поведение величины  $x$  можно объяснить все более увеличивающимся вкладом в образование дейтронов на более сложных ядрах различных неупругих процессов. Так как в области 1200-1500 МэВ/с форма вычисленного распределения дейтронов по импульсу совпадает с экспериментальным, можно полагать, что в этой области дейтроны в основном рождаются за счет процесса  $(p < N>, d\pi)$ . Исходя из этого, можно оценить эффективное число активных нуклонов, которые дают вклад в процесс  $(p < N>, d\pi)$ :

$$N_{эфф} = \frac{\sigma(A)(1200 + 1500 \frac{MэВ}{c})}{\langle \sigma(p) \rangle \cdot Z + 0.5 N_n}$$

$\langle \sigma(p) \rangle$  - сечение процесса  $p+p \rightarrow d+\pi^+$ , усредненное по импульсному распределению нуклонов внутри ядра (ферми-распределение),  $Z + 0.5 N_n$  - учитывает тот факт, что  $\sigma(pp \rightarrow d\pi^+) = 2\sigma(pn \rightarrow d\pi^0)$ ,  $Z$  и  $N_n$  - числа протонов и нейтронов в ядре  $A$ . На рис. 6б

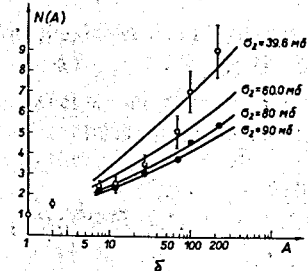
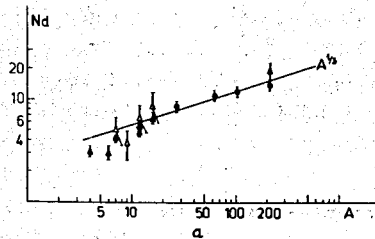


Рис. 6. Зависимость эффективных чисел "активных" нуклонов  $N_{эфф}(A)$  и двухнуклонных ассоциаций  $N_d A$  от массового числа ядра-мишени  $A$ . а)  $N_d A = \frac{\sigma(p < N>, d\pi^+)}{I \cdot \sigma(pd \rightarrow pd)}$  / 2, I - работа, I - работа, I - настоящая работа. б) Сплошные кривые - расчет  $N_{эфф}(A)$  при различных предположениях о величине полного сечения дейтрон-нуклонного взаимодействия.

$$I - N_1 = \frac{\sigma(A)(700 + 1500 \frac{MэВ}{c})}{\langle \sigma(p) \rangle \cdot Z + 0.5 N_n}$$

$$N_{эфф} = \frac{\sigma(A)(1200 + 1500 \frac{MэВ}{c})}{\langle \sigma(p) \rangle \cdot Z + 0.5 N_n}$$

приведены значения  $N_{эфф}$  и величины

$$N_1 = \frac{\sigma(A)(700 + 1500 \frac{MэВ}{c})}{\langle \sigma(p) \rangle \cdot Z + 0.5 N_n}$$

На этом же рисунке показана зависимость эффективных чисел нуклонов от  $A$ , рассчитанных на основе модели Глаубера-Марголиса<sup>/21/</sup> при различных значениях  $\sigma_d$  сечения  $d-N$  взаимодействия. Результаты расчета совпадают с экспериментальными значениями  $N_{эфф}$  при  $\sigma_d \sim 80-90$  мб. С другой стороны, вид функции  $N_1(A)$  отличается от получаемой на основе модели Глаубера-Марголиса, это может быть связано с вкладом других реакций в низкоэнергетическую часть дейтронного спектра. Следует отметить, что наши экспериментальные данные и результаты расчета согласуются с данными и результатами расчета, приведенными в работе<sup>/13/</sup>, а также с результатами расчета работы<sup>/22/</sup>. Основные результаты, изложенные в диссертации, сводятся к следующему.

1. Создана экспериментальная установка, состоящая из магнитного спектрометра с разрешением  $\Delta P/P = \pm 1,7\%$  и спектрометра по времени пролета с разрешением  $2\tau \sim 0,5$  нс, акцептанс установки составлял  $\sim 50$  мкср. На установке изучены импульсные спектры дейтронов, испускаемых при взаимодействии протонов с энергией 670 МэВ с рядом ядер от дейтерия до свинца в широком диапазоне импульсов ( $700 \leq P_d \leq 1700$  МэВ/с) под углами  $6,5^\circ, 9,5^\circ, 13,5^\circ$  и  $16^\circ$ . Проведены измерения импульсных спектров быстрых ядер трития и  $^3He$ , образующихся в  $p-A$ -соударениях при энергии протонов 670 МэВ. Предварительные результаты этих исследований приведены в работах<sup>/10,11/</sup>. Окончательно обработанные результаты этих исследований согласуются с данными работы<sup>/12/</sup>.

2. Впервые на примере ядра  $^{12}C$  показано, что при взаимодействии протонов с энергией 670 МэВ с ядрами наряду с процессом квазиупругого выбивания дейтронов, наблюдавшимся ранее, происходит интенсивное образование дейтронов по реакции  $p + \langle N \rangle \rightarrow d + \pi$  на нуклонах ядер. Наблюдаемые для ядра  $^{12}C$  в области импульсов 700-1500 МэВ/с дейтроны, по-видимому, в основном обусловлены вкладом этого процесса. Это связано с резонансным характером рождения пионов при энергии протонов вблизи 670 МэВ. Резонансным же характером рождения мезонов определяется и форма спектра быстрых дейтронов.

3. Представлены результаты исследования импульсных спектров дейтронов для ядер  $D, {}^7Li, C, Al, Cu, Rh$  и  $Pb$  под углом  $6.5^\circ$ . Значения дифференциальных сечений процесса  $A(\rho < 2N, dN) \frac{d\sigma}{d\omega}$ , полученные в наших работах, согласуются с данными других работ <sup>1,2</sup>. Получены значения дифференциальных сечений образования дейтронов в диапазоне импульсов 700-1500 МэВ/с, которые могут служить верхней оценкой вклада процесса  $(\rho < 2N, dN)$  в образование дейтронов. Зависимость дифференциальных сечений процесса  $A(\rho < 2N, dN) \frac{d\sigma}{d\omega}$  имеет вид  $\sim A^{1/3}$ . Для остальной части импульсного спектра дейтронов зависимость сечения от  $A$  носит более сложный характер и меняется от  $\sim A^{1/3}$  при  $P_d = 1400$  МэВ/с до  $\sim A^{2/3}$  при  $P_d = 700$  МэВ/с.

4. Экспериментальные данные для легких ядер  $D, {}^7Li, C$  довольно хорошо описываются в рамках модели независимых частиц. Для более тяжелых ядер  $Al, Cu, Rh, Pb$  согласие результатов расчета с экспериментальными данными наблюдается только в жесткой части импульсного спектра  $P_d \geq 1200$  МэВ/с. С уменьшением импульса расчетные значения проходят ниже экспериментальных, причем разница увеличивается с ростом массы ядра. Это, по-видимому, связано с увеличением вклада многочастичных процессов с ростом  $A$ .

5. Проведенный по модели Глаубера-Марголиса расчет эффективных чисел "активных" нуклонов согласуется с экспериментальными значениями этих величин при предположении, что образующиеся дейтроны сильно взаимодействуют с ядерным веществом. Этот результат указывает на то, что периферический характер процесса квазиупругого выбивания дейтронов связан, по-видимому, не с характером распределения двухнуклонных ассоциаций в ядрах, а с сильным их поглощением в ядерном веществе.

Материал, положенный в основу диссертации, опубликован в работах <sup>7,8</sup>; а также в работах <sup>10,11</sup> и докладывался на сессии Отделения ядерной физики АН СССР (Ленинград, 1969), III и IV Международных конференциях по физике высоких энергий и структуре ядра (Нью-Йорк, сентябрь 1969 г. и Дубна, сентябрь 1970 г.).

#### Литература

1. Л.С.Ажгирей и др. ЖЭТФ, 33, 1185 (1957).
2. R.J.Sutter et al. Phys.Rev.Lett., 19, 1189 (1967).
3. В.И.Комаров, Г.К.Косарев, О.В.Савченко. ЯФ, 11, 711 (1970).
4. V.T.Coconi et al. Phys.Rev.Lett., 5, 19 (1960).
5. V.L.Fitch, S.L.Meyer, P.A.Piroué. Phys.Rev., 126, 1849 (1962).
6. R.D.Edge, H.H.Knox. Phys.Rev. 184, 1034 (1969).
7. Л.С.Ажгирей, З.В.Крумштейн, Нго Куанг Зуй, В.И.Петрухин, Д.М.Хазинс, З.Цисек. ЯФ, 13, 6 (1971);  
Third Intern.Conf. on High Energy Phys. and Nucl.Struct. New York 8-12 Sept. 1969. Plenum Press, New York - London, 1970; p.278.
8. I.S.Azhgirey, Z.V.Krumstein et al. Third Int. Conf. on High Energy Phys. and Nucl.Struct., New York, Sept. 1969. Plenum Press New York - London, 1970, p.278.
9. Л.С.Ажгирей и др. Препринт ОИЯИ PI-6308, Дубна, 1971; Nucl.Phys. A195, 581 (1972).
10. Б.Д.Балдин и др. IV Межд.конф. по физике высоких энергий и структуре ядра. Дубна 7-II сент. 1971, аннотации докладов, ДИ-5988, стр.52, Дубна, 1971.
11. Б.Д.Балдин и др. IV Межд.конф. по физике высоких энергий и структуре ядра, аннотации докладов, ДИ-5988, стр.53, Дубна, 1971.
12. В.И.Комаров и др. Препринт ОИЯИ PI-7784, Дубна, 1974.
13. В.И.Комаров и др. Сообщение ОИЯИ PI-7352, Дубна, 1973.
14. В.С.Борисов и др. Письма в ЖЭТФ, 9, 667 (1969).
15. З.Цисек. Сообщения ОИЯИ PI-5723, 13-6021, Дубна, 1971.
16. R.H.Sternheimer. Rev.Sci.Inst., 25, 1070 (1954).
17. C.Richard-Serre et al. Nucl.Phys., B20, 413 (1970).
18. Л.С.Ажгирей и др. ЖЭТФ, 36, 1631 (1959).
19. U.Amaldi et al. Phys.Lett., 25B, 24 (1967).
20. V.V.Balashov, V.I.Markov. Nucl.Phys., A163, 465 (1971).
21. B.Margolis. Nucl.Phys., B4, 433 (1968).
22. Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин. Сообщения ОИЯИ, P4-6298, P4-6299, Дубна, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел  
II июня 1975 года.