

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

УДК 539.141

15-85-65

ПАРЖИЦКИЙ

Станислав Степанович

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНА  
НА НЕЙТРОНЕ ИЗ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕАКЦИЙ  
 ${}^3\text{H}(t, n){}^4\text{He}n$ ,  ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, p){}^4\text{He}p$ ,  ${}^3\text{He}(t, p){}^4\text{He}n$

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

*Паржик*

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики  
Объединенного института ядерных исследований, Дубна.

Научный руководитель -  
доктор естественных наук  
профессор

Б. Кюн

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,  
старший научный сотрудник

В. В. Комаров

доктор физико-математических наук,  
старший научный сотрудник

И. Я. Барит

Ведущее предприятие: Ленинградский государственный университет  
им. А. А. Жданова

Защита диссертации состоится "25" 04 1985 года  
в "10" час. на заседании специализированного совета Д 047.01.05  
при Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории ядерных реакций  
Объединенного института ядерных исследований (г. Дубна, Московская  
область).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ  
Автореферат разослан "20" 03 1985 г.

Ученый секретарь  
специализированного совета

Ю. В. Таран

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

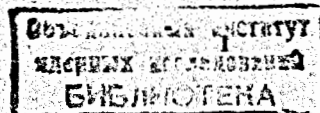
Актуальность темы. Несмотря на значительные успехи теории кварков в применении к физике адронов, последовательная теория ядерных сил все еще отсутствует. Существующее же феноменологическое описание ядерных сил основывается на свойствах ядерного взаимодействия, извлекаемых непосредственно из экспериментальных данных. Взаимодействие нуклонов при низких энергиях характеризуется длинами рассеяния  $A_{nn}$ ,  $A_{pp}$ ,  $A_{np}$ . Сравнение длины рассеяния нейтрона на нейтроне  $A_{nn}$  с  $A_{pp}$  яд. и  $A_{np}$  представляет интерес для выяснения пределов выполнения принципа зарядовой независимости или зарядовой симметрии в ядерном взаимодействии. Этот вопрос вызывает последнее время все больший интерес. Однако измеренные значения длин  $A_{nn}$  все еще различаются больше, чем объявленные различными авторами ошибки экспериментов, в то время как совершенствование теории и вычислительных методов требует повышения точности измерений  $A_{nn}$  с желательным расширением набора исследованных процессов.

Цель работы состоит в определении длины рассеяния нейтрона на нейтроне из исследования реакций  ${}^3\text{H}(t, n){}^4\text{He}$ ,  ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, p){}^4\text{He}$ ,  ${}^3\text{He}(t, p){}^4\text{He}$  в одинаковых кинематических условиях полного опыта.

Научная новизна работы заключается в том, что для исследования  $nn$ - взаимодействия в конечном состоянии в реакциях с образованием 3 частиц разработана высокоэффективная методика регистрации двумерных спектров  $(n, \alpha)$ . С помощью этой методики выполнен полный эксперимент на реакции  ${}^3\text{H}(t, n){}^4\text{He}$ . Выбранные параметры опыта обеспечили регистрацию в двумерном спектре максимума от  $nn$ - взаимодействия в конечном состоянии и отделение его от событий, связанных с другими механизмами.

Впервые для извлечения длины рассеяния нейтрона на нейтроне  $A_{nn}$  набрана статистика (около 30 тысяч событий), которая намного превосходит статистики других подобных опытов. Из сравнения экспериментальных спектров с теорией Мигдала-Ватсона и расчетами в борновском приближении получена длина рассеяния  $A_{nn} = -15,0 \pm 1,0$  фм для нуклонов в  ${}^1S_0$  состоянии. Чисто статистическая ошибка величины  $A_{nn}$  составляет всего 0,3 фм.

Для учета степени влияния  ${}^5\text{He}$  - состояния на форму спектра в области  $nn$ - взаимодействия в конечном состоянии, в аналогичных



условиях проведены дополнительные эксперименты по реакциям  ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$ . Из двумерных спектров этих реакций извлечены длины рассеяния  $A_{pp}$  и  $A_{np}$ .

**Практическая ценность.** Полученные в настоящей работе данные по длинам  $N-N$ -рассеяния в совокупности с результатами других экспериментов существенны для выяснения пределов выполнения принципа зарядовой независимости или зарядовой симметрии в ядерном взаимодействии.

Методические решения, найденные при создании спектрометра, могут быть использованы в дальнейших фундаментальных исследованиях (задачи 4 и большего числа тел, корреляционные измерения, интерференция тождественных частиц и так далее), а также в народном хозяйстве (нейтронный каротаж в нефтеразведке).

**Апробация работы.** Результаты диссертации представлялись и докладывались на международном симпозиуме по наносекундной электронике в Дубне, на семинарах ЛНФ ОИЯИ. Основной физический результат эксперимента включен в табличные данные по легким ядрам Айзенберг-Селова и Лауритсена.

**Публикации.** По материалам диссертаций опубликовано 6 печатных работ.

**Объем работы.** Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. В ней содержится 169 страниц машинописного текста, включая 7 таблиц, 50 рисунков и список литературы из 170 наименований.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы исследования, дана характеристика цели работы, обсуждено ее научное и прикладное значение.

В первой главе рассмотрены основные методы определения длины рассеяния нейтрона на нейтроне  $A_{nn}$ . Обсуждаются прямые методы и их аналог - взаимодействие в конечном состоянии. Описаны основные процессы, которые использовались в различных экспериментах для оценки интенсивности  $nn$ - взаимодействия. Дан обзор литературных данных по экспериментальным значениям длин рассеяния  $A_{nn}$ . Кратко изложены основные теоретические приближения, используемые для описания  $nn$ - взаимодействия при интерпретации экспериментальных данных.

Во второй главе описана техника эксперимента. В измерениях применялись газовые мишени  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$ . Конструкция мишени и камеры

рассеяния позволяла использовать их во всем наборе выполненных экспериментов с возможностью регистрации не только "плоских", но и "пространственных" событий в трехчастичных процессах.

Заряженные продукты реакций спектрометрировались полупроводниковыми поверхностно-барьерными детекторами (ПЩД). Для измерения спектров нейтронов применялась времяпролетная техника, а в качестве сцинтилляционных счетчиков использованы кристаллы стильбена в сочетании с фотоумножителями XP-1020. Временная привязка к импульсам от ПЩД и сцинтилляционных детекторов реализована с помощью формирователей со следящим порогом. Времяамплитудный преобразователь, основанный на принципе перекрытия импульсов, обеспечивал высокую загрузочную способность при собственном разрешении  $8 \cdot 10^{-12}$  с.

Регистрация двумерных спектров энергия-время пролета для реакции  ${}^3\text{H}(t, n){}^4\text{He}n$  (или энергия-энергия для реакций  ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, p){}^4\text{He}p$  и  ${}^3\text{He}(t, p){}^4\text{He}n$ ) обеспечивает, для выбранной геометрии опыта, знание полной кинематики процесса.

В третьей главе изложена постановка задачи, проанализированы полученные результаты и необходимые контрольные эксперименты, описана процедура подгонки экспериментальных спектров и определения параметров длины рассеяния нейтрона на нейтроне. Проведено сравнение результатов работы с имеющимися литературными данными и сформулированы основные выводы диссертации.

Определение  $A_{nn}$  с помощью реакции  ${}^3\text{H}(t, n){}^4\text{He}n$  серьезно осложнено тем, что энергетические спектры всех частиц сплошные, и спектр, обусловленный  $nn$ - взаимодействием, может быть искажен взаимодействием  $n-{}^4\text{He}$ . Из девяти кинематических параметров, определяющих трехчастичную реакцию, только пять являются независимыми. В нашем эксперименте 4 кинематических параметра задаются геометрией установки, а одновременное измерение энергий двух частиц  $(n, \alpha)$  или  $(p, \alpha)$  определяет еще два. Таким образом, энергия одной частицы оказывается зависящей от энергии другой, и события, соответствующие определенному трехчастичному каналу реакции, ложатся на некоторую кривую - кинематический локус. Физическая информация содержится в распределении плотности событий над кинематическим локусом.

Рассмотрим механизм реакций  ${}^3\text{H}(t, n){}^4\text{He}n$ ,  ${}^3\text{He}(t, p){}^4\text{He}n$  на языке диаграмм в полюсном приближении рис. 1 (а), (б). На диаграмме (а) изображен канал, в котором проявляется  $nn$ - взаимодействие, на (б) - конкурирующий более вероятный процесс. Оба механизма на двумерном спектре концентрируются в разных местах кинематического локуса. Механизм (а) имеет максимальную вероятность в той области кинематического локуса, где два нейтрона вылетают с относительным импульсом,

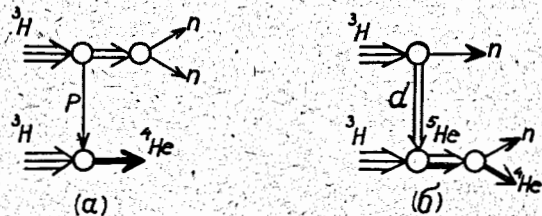


Рис. 1. Диаграммы механизма реакции  ${}^3\text{H}(t, n, {}^4\text{He})n$  (в полусном приближении). Показаны каналы реакции, которые отбираются экспериментальной установкой в условиях полного опыта.

равным нулю, что, с другой стороны, соответствует максимальной энергии сопровождающих  $\alpha$ -частиц. Механизм (б) наиболее вероятен там, где относительная энергия одного из нейтронов и  $\alpha$ -частицы соответствует энергии резонансного уровня  $R_{3/2}$  состояния  ${}^5\text{He}$ . Расчеты показывают, что влияние состояния  $R_{3/2}$  на максимум, связанный с  $n$ - $p$ -взаимодействием в конечном состоянии, должно быть незначительным.

Состояние  $R_{1/2}$  лежит в области с относительной энергией  $\sim 5$  МэВ и так как его ширина составляет несколько МэВ, оно может влиять на форму исследуемого пика.

Механизм реакции  ${}^3\text{He}(t, p, {}^4\text{He})n$  значительно сложнее (рис. 2). Здесь диаграммам (а) и (б) можно поставить в соответствие диаграммы (а) и (б) рис. 1, для реакции  ${}^3\text{H} + {}^3\text{H}$ . На диаграммах (г) и (д) проявляется промежуточное состояние  ${}^5\text{Li}$ . Переходы (д) и (е) в реакции  ${}^3\text{H} + {}^3\text{H}$  энергетически невозможны, так как не могут приводить к состоянию  ${}^4\text{He}$ . Диаграммы (ж) и (з) связаны с каналом образования дейтона в конечном состоянии. Картина усложняется, если учитывать спиновые состояния частиц. В реакции  ${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$  пара  $n$ - $p$  может находиться как в синглетном, так и в триплетном состояниях, кроме того, здесь (в отличие от реакции  ${}^3\text{H} + {}^3\text{H}$ ) в различных случаях проявляется не только состояние  ${}^5\text{He}$ , но и состояние  ${}^5\text{Li}$ . Сложность механизма процесса  ${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$  делает проблематичным определение длины рассеяния  $\alpha_{nn}$ , например, путем прямого сравнения одномерных спектров

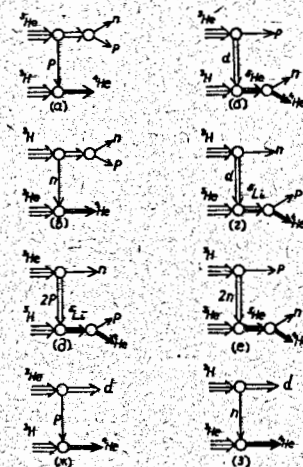


Рис. 2. Диаграммы механизма реакции  ${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$  (в полусном приближении). Показаны каналы реакции, которые отбираются экспериментальной установкой в условиях полного опыта.

нейтронов (в совпадении с  $\alpha$ -частицами) из реакций  ${}^3\text{H} + {}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$ , поскольку различные механизмы не разделяются в области кинематических переменных.

Результаты теоретических расчетов для трехчастичных реакций зависят от предположения, что форма максимума, обусловленного взаимодействием нуклонов в конечном состоянии, не искажается взаимодействием с третьей частицей.

Метод сравнения, предположительно, исправляет этот недостаток теории, при условии, что взаимодействие  $n-X$  ( $X$  - третья частица, например, в реакции  $A + B = X + n$ ) идентично с взаимодействием в конечном состоянии  $p-\bar{X}$ , где  $\bar{X}$  - симметричное по заряду ядро  $X$ . Это условие определенно выполняется для реакции  $D(n, p)nn$ ,  $D(p, n)pp$  (без учета многочастичных сил). Такой ситуации в случае реакций  ${}^3\text{H} + {}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$  непосредственно не наблюдается. Однако реакция  ${}^3\text{H} + {}^3\text{H}$  также подходит с точки зрения использования метода сравнения, поскольку  $p-\alpha$ -взаимодействие при низких энергиях очень похоже на  $n-\alpha$ -взаимодействие при низких энергиях. Интересно было расширить метод сравнения, добавив данные по реакции  ${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$ . При этом, кроме проверки менее строгой зарядовой симметрии ядерных сил, оказалась бы возможной проверка и принципа зарядовой независимости ядерных сил.

Для расчета кинематики реакции использовалась программа, написанная на основе формул Ольсена.

Двумерные спектры, полученные при облучении газовой тритиевой мишени тритонами с энергией 1,5 МэВ (в центре мишени энергия составляла 1,39 МэВ) в течение  $\approx 25$  часов работы электростатического ускорителя ДНФ ОИЯИ, показаны на рис. 3. На них проявляется 4 группы событий:

- 1) события в центре, обусловленные сильным  $n\alpha$ -взаимодействием в конечном состоянии;
- 2) события (справа внизу), обусловленные ступенчатым распадом через основное состояние  $^5\text{He}$ ;
- 3) интенсивная группа (в верхней правой половине) от нейтронов с энергией 11,6 МэВ из реакции  $\text{D}(t, n)^4\text{He}$ , идущей на примеси

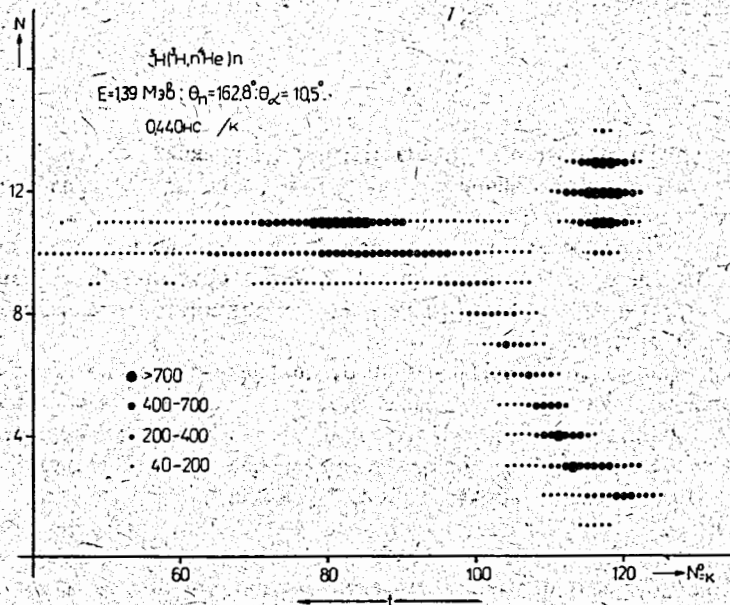


Рис. 3. Двумерный спектр  $n-\alpha$ -совпадений из реакции  $^3\text{H}(t, n)^4\text{He}n$ .  
Время пролета нейтронов уменьшается в направлении оси абсцисс.  
Энергия  $\alpha$ -частиц отсчитывается по оси ординат.

дейтерия в газе мишени (концентрация меньше 0,5%);  
4) слабый пик (не показан на рисунке) от реакции  $^3\text{H}(d, n)^4\text{He}$ , идущей на примесной компоненте  $(\text{HD})^+$  в тритиевом пучке. Последние два процесса использовались для временной калибровки (определение физического нуля отсчета времени) спектрометра и определения временного разрешения в реальных условиях физического эксперимента. Временное разрешение для нейтронов с энергией 11,6 МэВ за время 25-часовых измерений составило  $0,78 \cdot 10^{-9}$  с. На рис. 4 показан времяпролетный нейтронный спектр, отвечающий участку кинематического локуса, где проявляется  $n\alpha$ -взаимодействие в конечном состоянии. Фон случайных совпадений рассчитан по величинам загрузок в  $\alpha$ - и нейтронном детекторе, а также независимо определен по плотности случайных событий на участках плоскости двумерного спектра, свободных от истинных совпадений. Ниже пика, обусловленного  $n\alpha$ -взаимодействием в конечном состоянии, вклад фона случайных совпадений составлял только 2%. Суммарная статистика спектра, показанного на рис. 4, составляет 30000 событий.

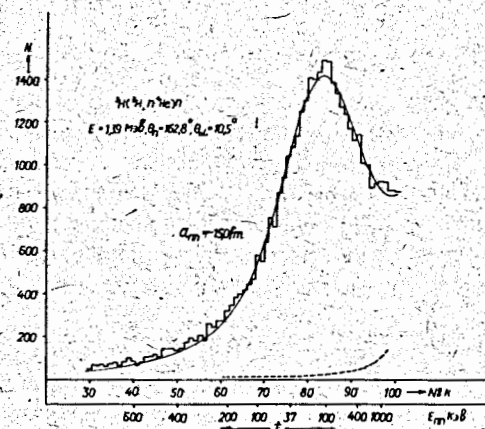


Рис. 4. Распределение нейтронов по времени пролета из реакции  $^3\text{H}(t, n)^4\text{He}n$ , полученное проектированием содержания каналов двумерного спектра в окрестности кинематического локуса на ось абсцисс. Сплошная линия - подгонка данных уравнениями (I-4), пунктирная кривая показывает вклад второго члена в уравнении (I). На дополнительной шкале отложена относительная энергия двух нейтронов  $E_{nn}$ .

Измеренное сечение  $\frac{\partial^5}{\partial t_n \partial \Omega_n \partial \Omega_\alpha}$  сравнивалось с выражением:

$$\frac{\partial^5}{\partial t_n \partial \Omega_n \partial \Omega_\alpha} = |T_0|^2 B(k_{nn}) \rho + A f(E_{1\alpha}, E_{2\alpha}) \rho, \quad (1)$$

где первый член соответствует приближению Мигдала-Ватсона, а второй член учитывает вклад промежуточного состояния  ${}^5\text{He}$ .  $|T_0|^2$  - квадрат матричного элемента без учета взаимодействия нейтронов в конечном состоянии.  $B(k_{nn})$  - фактор усиления Йоста, учитывающий действие притягивающих сил

$$B(k_{nn}) = \left(\frac{1}{2}r\right)^2 \frac{[k_{nn}^2 + (1/r + \sqrt{1/r^2 - 2/r a_{nn}})^2]^2}{k_{nn}^2 + (-1/a_{nn} + \frac{1}{2}r k_{nn}^2)^2}, \quad (2)$$

где  $r$  - эффективный радиус  $nn$ - взаимодействия;  
 $k_{nn}$  - относительный импульс нейтронов;  
 $\rho$  - якобиан преобразования от импульсов вылетающих частиц  $\vec{p}_{n1}, \vec{p}_{n2}, \vec{p}_\alpha$  к величинам, измеряемым в эксперименте, времени пролета нейтронов ( $t_n$ ), телесным углом нейтронного и  $\alpha$  - детекторов ( $\Omega_n, \Omega_\alpha$ ), полной энергии ( $E_0$ ) и полному импульсу ( $\vec{p}_0$ )

$$\rho = \frac{\partial(\vec{p}_{n1}, \vec{p}_{n2}, \vec{p}_\alpha)}{\partial(t_n, \Omega_n, \Omega_\alpha, E_0, \vec{p}_0)}. \quad (3)$$

Функция  $f$  может быть заменена константой или определена из дополнительного эксперимента на зеркальной реакции  ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, p){}^4\text{He}$ . Экспериментальное значение  $a_{nn}$  слабо зависит от формы  $f$ . Для сравнения с выражением (1) времяпролетного спектра  $N(t)$  (рис. 4) надо ввести поправки на эффективность нейтронного счетчика  $\epsilon$ , конечную апертуру детекторов, расположенных под углами  $\vartheta_n$  и  $\vartheta_\alpha$ , а также на разрешающее время  $t_n$  спектрометра по времени пролета

$$N(t) = \int \epsilon(t_n) \frac{\partial^5}{\partial t_n \partial \Omega_n \partial \Omega_\alpha} F(t_n - t, \vartheta_n - \vartheta_{n0}, \vartheta_\alpha - \vartheta_{\alpha 0}, \varphi) dt_n d\vartheta_n d\vartheta_\alpha d\varphi. \quad (4)$$

Индексом "0" отмечены величины, соответствующие углам для центра детектора. Функция разрешения  $F$  связана с характерными свойствами аппаратуры и хорошо описывается 4-мерным гауссовым распределением. Матрица моментов этого распределения была вычислена по методу Монте-Карло с учетом расстояния детекторов от мишени и диафрагмы, расходимости и диаметра пучка, размера мишени, многократного рассеяния пучка на окнах мишени. Интеграл (4) брался численно по формуле квадратур Эрмита.

Эффективность  $\epsilon$  нейтронного детектора рассчитывалась с учетом двойного рассеяния нейтронов на водороде, последовательного

рассеяния на углероде и водороде, а также нелинейности световыходов сцинтиллятора.

Специальные вычисления возможных искажений формы экспериментального спектра из-за энергетической неоднородности пучка и возможности одновременной регистрации двух нейтронов в кристалле сцинтиллятора показали, что в рассматриваемом случае указанные эффекты малы.

Для определения  $a_{nn}$  из экспериментального спектра применялась следующая процедура. Прежде всего осуществлялась подгонка выражения (4) к измеренному распределению тремя свободными параметрами:  $a_{nn}$ ,  $|T_0|^2$  и  $A$  по методу максимума правдоподобия в широкой области относительных энергий нейтронов. Затем при фиксированном значении  $A$  экспериментальный спектр подгонялся двумя параметрами  $a_{nn}$  и  $|T_0|^2$  в области максимума от  $nn$ - взаимодействия в конечном состоянии до относительной энергии двух нейтронов 0,350 МэВ. В расчетах эффективный радиус полагался равным 2,7 ф.м., однако результирующее значение  $a_{nn}$  слабо зависит от  $r_{nn}$ . При подгонке 3- и 2- параметрами чисто статистическая ошибка величины  $a_{nn}$  в обоих случаях составляет только 0,3 ф.м. Окончательный результат:

$$a_{nn} = (-15,0 \pm 1,0) \text{ ф.м.}$$

Стандартная ошибка  $\pm 1,0$  ф.м. включает в себя как чисто статистические ошибки определения всех экспериментальных параметров, так и систематические ошибки, обусловленные измерительной установкой в целом, но не учитывает неопределенностей теоретического приближения.

Точность определения энергии нейтронов, при использовании спектрометра по времени пролета, зависит от точности калибровки системы временного анализа. Последняя осуществляется с помощью блоков задержки, калиброванных с высокой точностью по методу стоячих волн и с применением прецизионного фазометра.

Ноль отсчета временной шкалы (физический ноль времени) определялся по положению пика нейтронов из реакции  $D(t, n){}^4\text{He}$  (на смеси ионов  $(\text{ND})^+$  в тритиевом пучке).

Полный опыт выполнен также на зеркальной реакции  ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, p){}^4\text{He}$  (метод сравнения). Энергия падающих частиц составляла 3,35 МэВ в центре мишени. Канал временного анализа был заменен на амплитудный анализ протонов посредством ПШД, а прецизионная калибровка энергетических шкал двумерного анализатора выполнена с помощью групп протонов из реакций  ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, p){}^{14}\text{N}$  и  ${}^{16}\text{O}({}^3\text{He}, p){}^{18}\text{F}$ .

Распределение протонов, показанное на рис. 5, получено проектированием экспериментального двумерного спектра (суммарное время измерений  $\approx 100$  часов) на ось энергий протонов  $E_p$ . Оно подгонялось выражением, подобным (1), однако в отличие от реакции  ${}^3\text{H}(t, n){}^4\text{He}n$  величины, входящие в выражение для сечения в данном

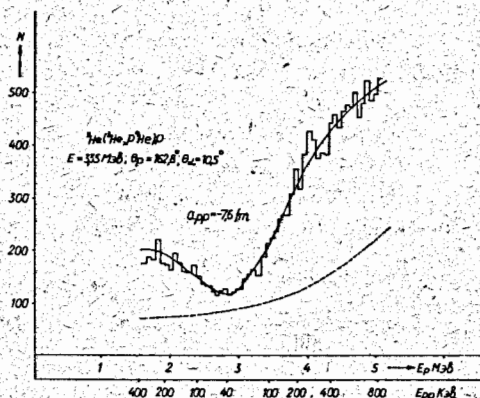


Рис. 5. Амплитудное распределение протонов из реакции  ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, p){}^4\text{He}$ , полученное проектированием содержания каналов двумерного спектра в окрестности кинематического локуса на ось абсцисс. Пунктирная кривая иллюстрирует вклад второго члена. На дополнительной шкале отложена относительная энергия двух протонов  $E_{pp}$ .

случае, зависят от кулоновских параметров. Вклад от второго члена определялся из дополнительного эксперимента регистрацией  $\alpha$ -частиц ( $\theta_\alpha = 10,5^\circ$ ) и изменением угла протонного детектора на  $\theta_p = 120^\circ$ . Для выбранных кинематических условий первый член уравнения мал. Эксперимент показал, что второй член может быть описан простой зависимостью

$$f(E_{1\alpha}, E_{2\alpha}) = \frac{1}{E_{1\alpha}^2} + \frac{1}{E_{2\alpha}^2}, \quad (5)$$

где  $E_{i\alpha}$  ( $i = 1, 2$ ) обозначает энергию относительного движения протона с номером  $i$  и  $\alpha$ -частицы. Параметры  $|T_0|^2$ ,  $a_{pp}$ ,  $A$  при известной функции  $f$  определялись так же, как и для случая  ${}^3\text{H}(t, n){}^4\text{He}n$ . Найденное значение длины рассеяния  $a_{pp} = -7,6 \pm 0,6$  фм хорошо согласуется с величиной  $a_{pp} = -7,82$  фм, известной из опытов по прямому  $pp$ -рассеянию.

С целью распространения метода сравнения на процесс, в котором только одно из ядер заменено на зеркальное, в аналогичных условиях была исследована реакция  ${}^3\text{He}(t, p){}^4\text{He}n$ . Энергия тритонов в центре газовой мишени составляла 1,39 МэВ. Энергетические калибровки проводились с помощью реакций тритонов и  ${}^3\text{He}$  на углеводе.

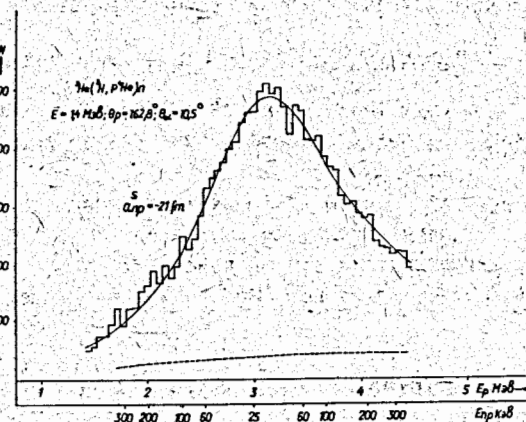


Рис. 6. Амплитудное распределение протонов из реакции  ${}^3\text{He}(t, p){}^4\text{He}n$ , полученное проектированием содержания каналов двумерного спектра в окрестности кинематического локуса на ось абсцисс. Сплошная кривая - подгонка данных уравнением (6). Пунктирная кривая показывает вклад триплетного члена. На дополнительной шкале отложена относительная энергия нейтрона и протона  $E_{np}$ .

На рис. 6 показан спектр протонов, совпадающих с  $\alpha$ -частицами, за цикл облучений 100 часов. Экспериментальное распределение описывалось выражением

$$\frac{\partial^2}{\partial E_p \partial \Omega_p \partial \Omega_\alpha} = |T_0^s|^2 V^s(k)p + |T_0^t|^2 V^t(k)p, \quad (6)$$

где  $s$  и  $t$  обозначают синглетные и триплетные пары нейтрон-протон;  $V^s(k)$  и  $V^t(k)$  - соответственно факторы усиления Йоста.

При подгонке использовались три свободных параметра -  $a_{np}$ , синглетная длина  $np$ -рассеяния и две интенсивности  $|T_0^s|^2$  и  $|T_0^t|^2$ . Для других параметров рассеяния принимались следующие значения:

$$\alpha_{np}^t = 5,41 \text{ фм}, \quad \tau_0^t = 1,75 \text{ фм}, \quad \tau_0^s = 2,76 \text{ фм}.$$

В результате подгонки получена следующая величина:

$$\alpha_{np}^s = (-21 \pm 3) \text{ фм},$$

что согласуется с величиной  $\alpha_{np}^s = -23,715 \text{ фм}$ , найденной в опытах по прямому рассеянию. Отношение сечений триплетной части к синглетной оказалось равным  $|\tau_0^t|^2/|\tau_0^s|^2 = 0,8$ .

Чтобы смягчить некоторые предположения, свойственные модели Мигдала-Ватсона, были проведены вычисления в борновском приближении.

$T$  - матричный элемент искомой реакции представлялся выражением:

$$T = \langle \Phi_\alpha \varphi_{n1} \varphi_{n2} \varphi_{2n\alpha} | V_{n1\alpha} + V_{n2\alpha} + V_{n1n2} | A \Psi^+ \rangle, \quad (7)$$

где  $\Phi_\alpha$  - внутренняя волновая функция  $\alpha$ -частицы;

$\varphi_{n1}, \varphi_{n2}, \varphi_{2n\alpha}$  - описывают относительные движения соответствующих частиц;

$V_{n1\alpha}, V_{n2\alpha}, V_{n1n2}$  - потенциалы взаимодействия между частицами, вылетающими в конечном состоянии.

Оператор антисимметризации  $A$  действует на точную волновую функцию  $\Psi^+$  шести нуклонов. Это же выражение можно записать в виде:

$$T = \langle \Phi_\alpha \bar{\varphi}_{n1n2} \varphi_{2n\alpha} | V_{n1\alpha} + V_{n2\alpha} | A \Psi^+ \rangle, \quad (8)$$

где  $\bar{\varphi}_{n1n2}$  - одно решение уравнения Шредингера для двух частиц с взаимодействием  $V_{n1n2}$ . После замены точной волновой функции на волновую функцию во входном канале выражение (8) имеет вид

$$T = \langle \Phi_\alpha \bar{\varphi}_{n1n2} \varphi_{2n\alpha} | V_{n1\alpha} + V_{n2\alpha} | A \Phi_{t1} \Phi_{t2} \varphi_{t1t2} \rangle, \quad (9)$$

где  $\Phi_{t1}, \Phi_{t2}$  - описывают внутренние состояния тритонов;

а  $\varphi_{t1t2}$  - их относительное движение.

Взаимодействие нейтронов с  $\alpha$ -частицей представлялось суммой нуклон-нуклонных взаимодействий:

$$V_{n\alpha} = \sum_{j=1}^4 V(r_{nj}), \quad (10)$$

$$V(r_{nj}) = V_N(r_{nj}) (\omega + \beta P_{nj}^z + m P_{nj}^z + h P_{nj}^z P_{nj}^z).$$

Для практических вычислений предполагались серберовские силы ( $\omega = m, \beta = h$ ). В качестве  $V_N$  бралась прямоугольная яма. Для  $\Phi_\alpha$  и  $\Phi_t$  использовались части  $^1S_0$  и  $^2S_{1/2}$  с полностью симметричными пространственными волновыми функциями, и 15-мерный интеграл (равенство (9)) вычислялся с соответствующей антисимметризацией по методу Монте-Карло. В пределах статистической точности 5% результаты расчетов согласуются с расчетами в приближении Мигдала-Ватсона.

Анализ литературных данных показывает, что между длинами рассеяния  $\alpha_{np}$  и  $\alpha_{nn}$  с большой достоверностью существует различие, показывающее, что интенсивность взаимодействия между нейтроном и протоном в  $S$ -состоянии примерно на 2,5% больше, чем между двумя нейтронами. Данный факт, в основном, объясняется непрямыми электромагнитными эффектами, а именно различием масс заряженных и нейтральных  $\pi^-$  и  $\rho^-$ -мезонов.

Выводы о нарушении зарядовой симметрии нуклон-нуклонного взаимодействия менее определены. В самом деле, мы должны сравнивать  $\alpha_{nn}$  и  $\alpha_{np}$  теор., причем извлечение второй величины из экспериментального значения  $\alpha_{pp}$  связано со значительными неопределенностями (вплоть до нескольких фм) из-за нелокальных компонент ядерного потенциала. Возможное нарушение зарядовой симметрии может быть следствием нарушения чистоты изоспина мезонов.

Дальнейшее увеличение точности измерений длины рассеяния нейтрона на нейтроне из не прямых экспериментов представляет несомненный интерес для выяснения тонких эффектов природы ядерных сил, однако оно потребует не только существенного улучшения экспериментальной техники, но и уточнения теоретического описания ядерных реакций.

В этой связи остается весьма желательным измерение длины рассеяния  $\alpha_{nn}$ , используя потоки мощных нейтронных источников, современных и будущих.

В заключении приводятся основные результаты выполненной работы.

1. Разработана высокоэффективная методика регистрации двумерных спектров для исследования  $nn$ -взаимодействия в конечном состоянии в реакциях с образованием трех частиц, позволяющая:

- спектрометрировать нейтроны по времени пролета с высоким временным разрешением (метод сопровождающих частиц);
- измерять спектры заряженных частиц при помощи поверхностно-барьерных кремниевых детекторов с высоким энергетическим разрешением и сохранением "временной" информации;
- обеспечивать высокое временное разрешение спектрометра ( $\approx 0,78 \cdot 10^{-9}$  с) в течение всего эксперимента, независимо от сравнительно больших времен нарастания импульсов от полупроводникового детектора, благодаря примененной в преобразователе время-амплитуда компенсации амплитудной зависимости типа "следящий" порог.

2. Рассмотрена возможность дальнейшего улучшения временного разрешения спектрометра введением дополнительной компенсации зависимости различного времени нарастания импульсов.



3. Сконструирована специальная тонкостенная камера реакции, которая обеспечивает оптимальное отношение эффект/фон при работе на тритиевом пучке ускорителя.

4. Создана газовая тритиевая мишень с тонкими входными и выходными окнами, имеющая минимальные "паразитные" объемы и позволяющая проводить длительные облучения под пучком, а также исключающая возможность попадания трития из объема мишени в атмосферу в случае прогорания фольг под пучком или случайной разгерметизации. Универсальность конструкции газовой мишени обеспечила возможность использования ее во всем наборе выполненных экспериментов.

5. Разработана установка контролируемого наполнения мишени тритием из аппарата с тритидом урана. Хорошая изоляция установки от земли обеспечивала правильное измерение тока, падающего на мишень.

6. Впервые выполнен кинематически полный эксперимент для определения длины рассеяния нейтрона на нейтроне  $A_{nn}$  из реакции  ${}^3\text{H}(t, n){}^4\text{He}n$

7. Выбраны кинематические условия эксперимента, которые оптимально соответствовали условиям наблюдения эффекта  $nn$ -взаимодействия в конечном состоянии. Кинематические параметры опыта обеспечили регистрацию в двумерном спектре максимума, обусловленного этим взаимодействием, и его отделение от событий, связанных с другими механизмами.

8. Впервые в трехчастичном процессе в условиях полного опыта для извлечения длины рассеяния  $A_{nn}$  набранная статистика составляет около 30 тысяч событий, намного превосходя статистику для других подобных экспериментов, что повышает надежность извлекаемой информации.

9. Проведено сравнение экспериментальных спектров из реакции  ${}^3\text{H} + {}^3\text{H}$  с теорией Мигдала-Ватсона и борновским приближением. Получена длина рассеяния  $A_{nn} = (-15,0 \pm 1,0)$  фм. В пределах экспериментальных погрешностей результаты обоих описаний совпадают. Чисто статистическая ошибка величины  $A_{nn}$  составила 0,3 фм. Стандартная ошибка  $\pm 1,0$  фм включает как чисто статистические, так и систематические ошибки.

10. В условиях одного и того же экспериментального метода и теоретического подхода проведено исследование зеркального процесса  ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$  и процесса, в котором только одно из ядер зеркальное -  ${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$ . Из двумерных спектров этих реакций извлечены длины рассеяния  $A_{pp} = (-7,6 \pm 0,6)$  фм и  $A_{np} = (-21 \pm 3)$  фм, хорошо совпадающие с результатами прямых экспериментов. При описании экспериментальных данных применялась теория Мигдала-Ватсона и учиты-

валось влияние соответственно  ${}^5\text{He}$ - и  ${}^5\text{Li}$ -состояний на форму спектра в области взаимодействия в конечном состоянии.

II. Дополнительные эксперименты по реакциям  ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$  позволяют сделать заключение о том, что в исследуемом процессе  ${}^3\text{H} + {}^3\text{H}$ ,  ${}^5\text{He}$ -состояние существенно не влияет на определение длины  $nn$ -рассеяния.

12. Методический результат диссертации: решения, найденные при создании спектрометра, могут быть использованы в дальнейших фундаментальных исследованиях (задачи 4 и большего числа тел, интерференция тождественных частиц и так далее), а также в народном хозяйстве (нейтронный каротаж в нефтеразведке).

#### Работы, положенные в основу диссертации

1. Дражев М., Паржицкий С.С. О возможности применения полупроводниковых детекторов в нейтронном спектрометре по времени пролета.- Дубна, 1967.- 15 с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: 3-3466).
2. Дражев М.Н., Паржицкий С.С. Преобразователь времени в амплитудно-балансного типа для спектрометра по времени пролета в наносекундном диапазоне.- Дубна, 1966.- 13 с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: 2787).
3. Дражев М.Н., Паржицкий С.С. Преобразователь времени в амплитуду наносекундного диапазона с компенсацией амплитудной зависимости.- Дубна, 1970.- 14 с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: 13-5222).
4. Дражев М.Н., Паржицкий С.С. Методы компенсации амплитудной зависимости в преобразователях время-амплитуда.- В кн.: Материалы симпозиума по наносекундной ядерной электронике.- Дубна, 1968, с. 313-340 (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: 13-3700).
5. Дражев М.Н., Паржицкий С.С. Компенсация амплитудной зависимости с использованием следящего порога.- Дубна, 1969.- 15 с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: 13-4604).
6. Kühn V., Kumpf H., Parzhitsky S., Tesch S. Determination of the Neutron - neutron Scattering Length from a Kinematically Complete Experiment with the Reaction  ${}^3\text{H}(t, n){}^4\text{He}n$ .- Nucl. Phys., 1972 A183, p.640-650.

Рукопись поступила в издательский отдел  
30 января 1985 года.