

На правах рукописи

УДК 539.12 + 539.17

ФИНГЕР  
Михаэл

ИЗМЕРЕНИЕ СПИНОВЫХ НАБЛЮДАЕМЫХ  $A_{00nn}$ ,  $A_{00sk}$ ,  
 $D_{0n0n}$ ,  $K_{0s''k0}$ ,  $K_{0s''s0}$ ,  $N_{0s''kn}$  И  $N_{0s''sn}$  В УПРУГОМ  $np$ -РАССЕЯНИИ  
ПРИ ЭНЕРГИЯХ 230–590 МэВ

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра  
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва 2008

Научные руководители:

Доктор физико-математических наук, профессор О.А. Займидорога

Доктор физико-математических наук, профессор Ю.М. Казаринов

Официальные оппоненты:

Доктор физико-математических наук,  
профессор Рафаиль Якубович Зулькарнеев

Доктор физико-математических наук,  
профессор Сандибек Байтемирович Нурушев

Ведущая организация:

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН,  
188300, Ленинградская обл., г. Гатчина, Орлова роща

Защита состоится " \_\_\_\_\_ " \_\_\_\_\_ 2008 г. в \_\_\_\_\_ ч \_\_\_\_\_ мин  
на заседании диссертационного совета Д-520.009.03 при РНЦ  
«Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова,  
д. 1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке РНЦ  
«Курчатовский институт».

Автореферат разослан " \_\_\_\_\_ " \_\_\_\_\_ 2008 г.

Ученый секретарь диссертационного совета  
кандидат физико-математических наук Б. Баранов А. Л. Барабанов

**Актуальность проблемы.** Детальное знание свойств процесса нуклон-нуклонного (NN) взаимодействия имеет существенное значение, так как эти свойства проявляются во многих областях ядерной и субъядерной физики и играют важную роль в физике сильных взаимодействий в целом. В частности, изучение NN-взаимодействий при промежуточных и высоких энергиях является важным источником информации о спиновой зависимости ядерных сил, действующих между нуклонами. Хотя в случае упругого NN-рассеяния с переданным импульсом менее  $\approx 2$  ГэВ/с мы имеем дело с относительно простым процессом, до сих пор не существует его удовлетворительного теоретического описания. При отсутствии строгой и законченной теории сильных взаимодействий (непертурбативной КХД) результаты экспериментов по упругому NN-рассеянию в широкой области энергий и углов рассеяния служат созданию и пополнению базы прецизионных данных. Эти данные необходимы для выполнения феноменологических анализов, таких как фазовый анализ и прямое восстановление амплитуд матрицы упругого NN-рассеяния, а также будут решающими для проверки непертурбативных теорий сильных взаимодействий.

Пузиков, Рындин и Смородинский [Nucl. Phys. 1957. V.3. P.436] на примере упругого NN-рассеяния ввели понятие «*полного эксперимента*». Эксперимент по изучению реакции называется полным, если в его результате получен такой набор экспериментальных наблюдаемых, который позволит провести полное и исчерпывающее описание процесса. В этой связи удобным и модельно независимым средством для описания основных свойств взаимодействия является формализм матрицы рассеяния, см. работы [Bystricky J. et al., J. Physique (France). 1978. V.39. P.1. Lechanoine-Leluc C. et al., Rev. Mod. Phys. 1993. V.65. N.1. P.47] и ссылки, указанные в этих работах. В этом случае «*полный эксперимент*» можно определить как совокупность экспериментов, позволяющих измерить такой набор экспериментальных наблюдаемых, который позволит осуществить прямое и однозначное восстановление спиновой структуры матрицы упругого NN-рассеяния.

Наличие у нуклона спина позволяет записать матрицу упругого NN-рассеяния в виде линейной комбинации восьми независимых членов, построенных в общей форме из кинематических и спиновых переменных нуклонов, участвующих в рассеянии, и восьми инвариантных комплексных амплитуд, которые являются функциями угла рассеяния и энергии. Предположения о сохранении пространственной четности и временной инвариантности, принципа Паули и изоспиновой инвариантности приводят к сокращению числа независимых слагаемых матрицы рассеяния до пяти членов. В этом случае для однозначного построения матрицы рассеяния надо определить в каждом канале реакции с изоспином  $I = 1$  и  $I = 0$  пять функций и четыре их относительные фазы. Для этого требуется осуществить как минимум девять разных опытов для каждого канала, энергии и угла рассеяния. Измерение разных спиновых наблюдаемых в упругом *pp*- и *pn*-рассеянии при разных энергиях и углах рассеяния позволяет решить эту задачу. В области средних энергий  $< 1$  ГэВ эта задача до начала наших исследований могла быть решена только для канала  $I = 1$ . Очень актуальной задачей являлось осуществление полного опыта в упругом нуклон-нуклонном взаимодействии в области средних энергий для канала  $I = 0$ .

Методически непростой характер спиновых экспериментов, однако, делает задачу осуществления таких опытов довольно сложной. Объединенный институт ядерных

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

исследований (ОИЯИ) был одним из научных центров, где развитие спиновой физики средних и высоких энергий началось с 1950-х годов. Многие экспериментальные и теоретические исследования в области спиновой физики, выполненные в ОИЯИ, нашли позже своё развитие в ряде других лабораторий.

**Цель диссертационной работы** – подготовка экспериментов и проведение измерений спиновых наблюдаемых  $A_{00nn}$ ,  $A_{00sk}$ ,  $D_{0n0n}$ ,  $K_{0s^*k0}$ ,  $K_{0s^*s0}$ ,  $N_{0s^*kn}$  и  $N_{0s^*sn}$  в упругом  $np$ -рассеянии при энергиях нейтронов 200 - 590 МэВ и в диапазоне углов рассеяния в системе центра масс  $60^\circ - 124^\circ$ .

Представленная работа является частью общей программы ОИЯИ по реализации полного эксперимента в упругом нуклон-нуклонном рассеянии для канала  $I = 0$  в области средних энергий. Для исследования упругого  $np$ -рассеяния использовался уникальный пучок поляризованных нейтронов и протонная поляризованная мишень экспериментального комплекса NA2 Института им. Пауля Шеррера (PSI).

#### Научная новизна работы

1. При участии автора диссертации в PSI введен в эксплуатацию спектрометрический комплекс для измерений одно-, двух- и трехспиновых наблюдаемых в упругом  $np$ -рассеянии при энергиях нейтронов 200 - 590 МэВ и в диапазоне углов рассеяния  $60^\circ - 180^\circ$  в системе центра масс, использующий поляризованный нейтронный пучок и протонную поляризованную мишень.
2. Отработана методика калибровки отдельных узлов спектрометрического комплекса для измерения много-спиновых наблюдаемых в упругом  $np$ -рассеянии.
3. Проведены прецизионные измерения энергетического спектра и поляризации нейтронов из зарядообменной реакции  $^{12}C(pn)X$  с поляризованными протонами при энергии 590 МэВ.
4. Определен коэффициент передачи поляризации  $D_{k^*0k0}^c(0^\circ)$  в реакции  $^{12}C(pn)^{12}N$ .
5. При использовании разных комбинаций поляризационных состояний нейтронного пучка и протонов мишени и анализа спинового состояния протонов отдачи в упругом  $np$ -рассеянии проведены измерения коэффициентов асимметрии  $A_{000n}$ , коэффициентов поляризации  $P_{0n00}$ , коэффициентов корреляции поляризации  $A_{00nn}$  и  $A_{00sk}$ , коэффициентов деполаризации  $D_{0n0n}$ , коэффициентов передачи поляризации  $K_{0s^*k0}$  и  $K_{0s^*s0}$  и трехспиновых коэффициентов  $N_{0s^*kn}$  и  $N_{0s^*sn}$  в диапазоне энергий 230 - 590 МэВ и углов рассеяния в системе центра масс  $60^\circ - 124^\circ$ . В совокупности получено более 350 значений спиновых наблюдаемых в указанной области энергий и углов рассеяния, при этом многие из них получены впервые.

#### Ценность полученных результатов

1. Экспериментальные достижения в осуществлении в рамках представленной диссертационной работы первых опытов с использованием поляризованного нейтронного пучка и протонной замороженной поляризованной мишени позволили осуществить в PSI широкую программу измерения спиновых наблюдаемых в упругом  $np$ -рассеянии. В совокупности с нашими данными было измерено 15 разных одно-, двух- и трехспиновых наблюдаемых в упругом  $np$ -рассеянии в диапазоне энергий 230 - 590 МэВ и углов рассеяния в системе центра масс  $60^\circ - 180^\circ$ .

2. Полученные новые экспериментальные данные существенным образом расширили базу данных, касающихся спиновых наблюдаемых в упругом нейтрон-протонном рассеянии. Новые результаты, в совокупности с результатами, полученными в экспериментах по изучению спиновых наблюдаемых в протон-протонных взаимодействиях, позволяют восстановить параметры матрицы рассеяния для  $I = 0$  и, таким образом, завершить осуществление полного эксперимента в упругом  $NN$ -рассеянии в области энергий 200 - 590 МэВ.
3. Новые экспериментальные данные будут также способствовать улучшению решений *фазового анализа*. Анализ имеющихся в настоящее время отклонений теоретических предсказаний, полученных на основе разных модельных потенциалов, и данных, полученных в эксперименте, сможет содействовать улучшению имеющихся теоретических моделей.
4. Полученные методические достижения стали основой двух новых проектов в PSI. "Измерение анализирующей способности в реакции  $np$ - $pp\pi$ " и упругом  $np$ -рассеянии при энергиях 270 - 570 МэВ", и "Измерение спиновой зависимости  $np$ - $pp\pi$  реакции при средних энергиях".

#### На защиту выносятся:

1. Измерения энергетического спектра и поляризации нейтронов из зарядообменной реакции  $^{12}C(pn)X$  с поляризованными протонами при энергии 590 МэВ.
2. Определение коэффициента передачи поляризации  $D_{k^*0k0}^c(0^\circ)$  в реакции  $^{12}C(pn)^{12}N$ .
3. Измерения коэффициентов асимметрии  $A_{000n}$ , коэффициентов поляризации  $P_{0n00}$ , коэффициентов корреляции поляризации  $A_{00nn}$  и  $A_{00sk}$ , коэффициентов деполаризации  $D_{0n0n}$ , коэффициентов переноса поляризации  $K_{0s^*k0}$  и  $K_{0s^*s0}$  и трехспиновых коэффициентов  $N_{0s^*kn}$  и  $N_{0s^*sn}$  в диапазоне энергий 230 - 590 МэВ и углов рассеяния в системе центра масс  $60^\circ - 124^\circ$ . В совокупности получено более 350 значений спиновых наблюдаемых в указанной области энергий и углов рассеяния.
4. Участие в отработке методики и ввод в эксплуатацию спектрометрического комплекса для измерений одно-, двух- и трехспиновых наблюдаемых в упругом  $np$ -рассеянии, при энергиях нейтронов 200 - 590 МэВ и в диапазоне углов рассеяния  $60^\circ - 180^\circ$  в системе центра масс, использующего поляризованный нейтронный пучок и протонную поляризованную мишень PSI.
5. Отработка методики измерения многоспиновых наблюдаемых в упругом  $np$ -рассеянии с использованием разных комбинаций поляризационных состояний нейтронного пучка и протонов мишени и анализа спинового состояния протонов отдачи.
6. Отработка методики калибровки отдельных узлов спектрометрического комплекса: мониторинговых систем первичного пучка нейтронов; детекторной системы протонов отдачи и измерения их поляризации; детектора рассеянных нейтронов; измерения поляризации протонов протонной замороженной поляризованной мишени.

**Апробация работы и публикации:** Результаты работ, вошедших в диссертацию, были представлены на международных конференциях, симпозиумах, совещаниях и школах:

- \* XIV Международной конференции о проблемах физики многих тел (ICFBP – 14). Виллиамсбург, США, 25-31.05.1994
- \* Международной конференции «Мезоны и ядра при средних энергиях». ОИЯИ. Дубна, РФ, 3-07.05.1994
- \* Европейской школе по физике высоких энергий. Сорренто, Италия, сентябрь 1994 г.
- \* VIII Международном симпозиуме о поляризационных явлениях в ядерной физике Блумингтон, США, 15-22.09.1994
- \* Международной конференции «Дейтрон-95». ОИЯИ, Дубна, РФ, 4-07.07.1994
- \* Международном рабочем совещании «SPIN-95». Прага, ЧР, 2-7.10.1995
- \* 12-м Международном симпозиуме по спиновой физике высоких энергий. Амстердам, Голландия, 10-14.09.1996
- \* Международной конференции «Дейтрон-97». ОИЯИ, Дубна, РФ, 2-05.07.1996
- \* Международном рабочем совещании «Symmetry and spin». Прага, ЧР, 1-07.08.1996
- \* Международном рабочем совещании «Symmetry and spin». Прага, ЧР, 24-30.08.1997
- \* Международном рабочем совещании «Symmetry and spin». Прага, ЧР, 30.08-05.09.98
- \* Конференции «Нуклеоника-98». Прага, ЧР, 9-10.09.1998
- \* 13-м Международном симпозиуме по спиновой физике высоких энергий. Протвино, РФ, 8-12.09.1998
- \* Международном рабочем совещании «Symmetry and spin». Прага, ЧР, 5-12.09.1999 и опубликованы в работах [1-28].

**Структура и объем диссертации:** Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Изложенные в диссертации материалы проиллюстрированы на 37 рисунках и в 21 таблице, библиографический список состоит из 105 наименований. Общий объем работы составляет 106 страниц.

## *Содержание диссертации*

**Во введении** формулируется цель работы. Приводится определение «полного эксперимента» в нуклон-нуклонном взаимодействии как эксперимента, позволяющего получить полный набор экспериментальных наблюдаемых, необходимых для прямого, однозначного и модельно независимого построения матрицы нуклон-нуклонного взаимодействия. Показано, что измерение достаточного количества спиновых наблюдаемых позволяет решить задачу осуществления полного опыта. Обосновывается актуальность и необходимость измерения спиновых наблюдаемых в упругом *np*-рассеянии для завершения полного опыта в нуклон-нуклонном рассеянии при энергиях ниже 1 ГэВ в широком диапазоне углов рассеяния.

Приведен краткий обзор экспериментов, нацеленных на осуществление полного опыта в нуклон-нуклонном рассеянии, которые до начала реализации программы наших исследований позволили провести прямое построение матрицы упругого нуклон-нуклонного рассеяния для канала  $I = 1$ . Формулируются основные предпосылки решения этой задачи для канала  $I = 0$ , подчеркивается важность проведения экспериментов по *np*-рассеянию с использованием пучка поляризованных нейтронов и протонной поляризованной мишени для решения этой задачи.

Приводится сводка основных результатов, полученных в диссертации.

**В первой главе** приведено феноменологическое описание нуклон-нуклонного взаимодействия с использованием матрицы рассеяния и матрицы плотности. Даются основные определения и обозначения величин, используемых в диссертации, в частности, рассмотрена структура матрицы рассеяния, дается определение амплитуд рассеяния и классификация спиновых наблюдаемых в упругом нуклон-нуклонном взаимодействии.

В любом эксперименте по нуклон-нуклонному взаимодействию только угловое распределение продуктов реакции поддается измерению. С точки зрения постановки эксперимента по измерению спиновых наблюдаемых в упругом нуклон-нуклонном взаимодействии основной интерес представляет измерение дифференциального сечения реакции в зависимости от спиновых состояний нуклонов, принимающих участие в этом процессе. В таком случае общее дифференциальное сечение  $\Sigma(P_B P_T P_1 P_2)$  для корреляционного упругого нуклон-нуклонного рассеяния, которое содержит все возможные спиновые наблюдаемые и применимо для анализа наших экспериментов в любой возможной их постановке, имеет вид:

$$\begin{aligned} \Sigma(P_B P_T P_1 P_2) = & I_1 \cdot I_2 \cdot (d\sigma/d\Omega) \cdot \{ [1 + A_{00\gamma\delta} \cdot P_{B\gamma} + A_{000\delta} \cdot P_{T\delta} + A_{00\gamma\delta} \cdot P_{B\gamma} \cdot P_{T\delta}] + \\ & + P_1 \cdot [1 + P_{\alpha 000} + P_{B\gamma} \cdot D_{\alpha 0\gamma\delta} + P_{T\delta} \cdot K_{\alpha 00\delta} + P_{B\gamma} \cdot P_{T\delta} \cdot M_{\alpha 0\gamma\delta}] \cdot n_{1\alpha} + \\ & + P_2 \cdot [1 + P_{0\beta 00} + P_{B\gamma} \cdot K_{0\beta\gamma\delta} + P_{T\delta} \cdot D_{0\beta 0\delta} + P_{B\gamma} \cdot P_{T\delta} \cdot N_{0\beta\gamma\delta}] \cdot n_{2\beta} + \\ & + P_1 \cdot P_2 \cdot [C_{\alpha\beta 00} + P_{B\gamma} \cdot C_{\alpha\beta\gamma\delta} + P_{T\delta} \cdot C_{\alpha\beta 0\delta} + P_{B\gamma} \cdot P_{T\delta} \cdot C_{\alpha\beta\gamma\delta}] \cdot n_{1\alpha} \cdot n_{2\beta} \}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь символы  $X_{\alpha\beta\gamma\delta}$  ( $X \equiv I, A, P, D, K, C, M, N$ ) обозначают спиновые наблюдаемые,  $P_B$  и  $P_T$  - поляризации пучка и мишени,  $I_i, P_i$  - дифференциальное сечение и анализирующая способность анализатора поляризации рассеянной частицы  $i = 1, 2$ . Индексы  $\alpha, \beta, \gamma$  и  $\delta$  обозначают направление поляризации нуклонов.

Описан способ получения на основе измеренных общих корреляционных дифференциальных сечений упругого рассеяния спиновых наблюдаемых: коэффициентов асимметрии  $A_{000\gamma}$ , коэффициентов корреляции поляризации  $A_{00\gamma\delta}$ , коэффициентов переноса поляризации  $K_{0\beta\gamma\delta}$ , коэффициентов деполаризации  $D_{0\beta 0\delta}$  и трехспиновых коэффициентов  $N_{0\beta\gamma\delta}$ .

**Во второй главе** описан физический комплекс, созданный в Институте им. Пауля Шеррера (PSI), для проведения поляризационных исследований в нуклон-нуклонных взаимодействиях, приведены основные характеристики отдельных узлов комплекса. С использованием этого комплекса выполнена программа исследований *np*-рассеяния, частью которой является предложенная диссертация. Используемые нами высокоинтенсивные пучки поляризованных и неполяризованных нейтронов получались в реакции зарядового обмена поляризованных протонов (энергия 590 МэВ, поляризация ~75%) с углеродной мишенью  $p(C,N)$  под углом  $0^\circ$ . Для проведения поляризационных исследований в PSI построена специальная экспериментальная зона NA2, которая схематически изображена на рис. 1 и рис. 2. Для проведения наших экспериментов с поляризованными нейтронами, общей целью которых было измерение 15 различных спиновых наблюдаемых в упругом *np*-рассеянии в широком диапазоне энергий (230-590 МэВ) и углов рассеяния ( $60^\circ \leq \Theta_{ц.м.} \leq 180^\circ$ ), были построены два спектрометра, расположенные на нейтронном пучке на расстоянии 13.735 м (спектрометр 1, рис. 3) и 24.00 м (спектрометр 2) от углеродной мишени, рождающей нейтроны, соответственно.

### Пучок поляризованных нейтронов

Экспериментально было показано, что перенос поляризации в реакции зарядового обмена  $p(X,Y)n$  на легких ядрах  $X$  является самым эффективным, если используется механизм переноса поляризации на передние углы. При наличии в PSI высокоинтенсивного пучка ( $\sim 10$  мкА) продольно-поляризованных протонов (поляризация  $\sim 75\%$ ), использование указанного механизма позволило получить пучок поляризованных нейтронов с уникальными характеристиками: (а) энергетический спектр нейтронов является непрерывным и состоит из квазиупругого пика при энергии 530 МэВ и сплошного распределения при более низких энергиях; (б) средняя интенсивность пучка нейтронов на расстоянии 13,735 м от мишени, рождающей нейтроны, и при использовании протонного пучка с интенсивностью  $\sim 10$  мкА, составляет около  $5 \cdot 10^6$  н.  $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , см. рис. 4; (в) при поляризации первичных протонов  $\sim 75\%$  поляризация нейтронов достигает значений от  $\sim 15\%$  для нейтронов с энергией

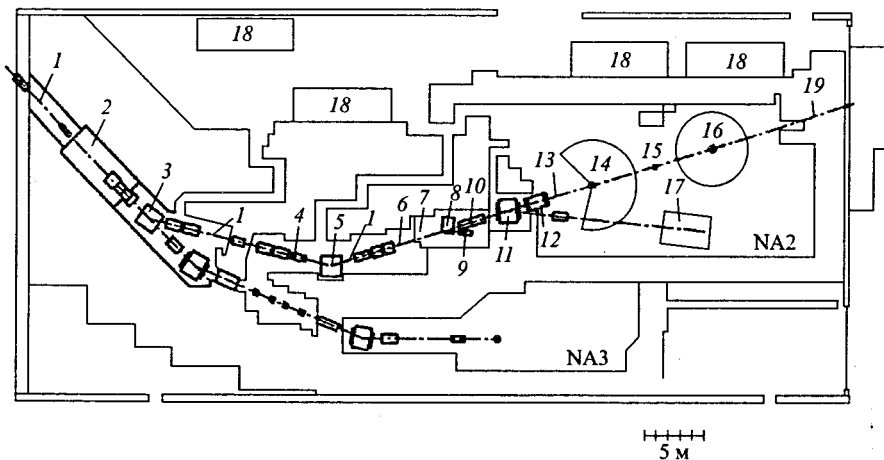


Рис. 1. Схематическое изображение экспериментальной лаборатории NA2 PSI. 1 - Ось протонного пучка; 2 - PIREX - станция для облучения протонами; 3 - Дипольный магнит ACDY1 (31 градусов); 4 - Сверхпроводящий соленоид; 5 - Дипольный магнит ACDY2; 6 - Магнитная система для управления пучком; 7 - Мишень для рождения нейтронов; 8 - Дипольный магнит ACF; 9 - Глушитель пучка протонов; 10 - Свинцовый фильтр и коллиматор пучка нейтронов; 11 - Дипольный магнит ACDY3; 12 - Дипольный магнит ACDY4; 13 - Ось нейтронного пучка; 14 - Спектрометр 1; 15 - Монитор 2; 16 - Спектрометр 2; 17 - PIF - станция для облучения протонами; 18 - Домики для электронной и вычислительной аппаратуры; 19 - Глушитель пучка нейтронов.

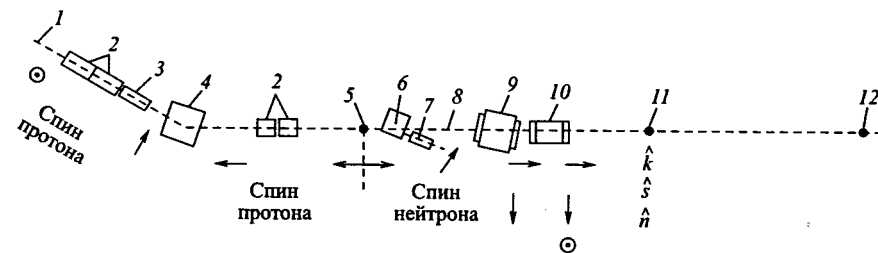


Рис. 2. Схема направлений поляризации протонов и нейтронов вдоль линии пучка в лаборатории NA2. 1 - Ось протонного пучка; 2 - Квадрупольные магниты; 3 - Сверхпроводящий соленоид; 4 - Дипольный магнит ACDY2; 5 - Мишень для рождения нейтронов; 6 - Дипольный магнит ACF; 7 - Глушитель пучка протонов; 8 - Ось нейтронного пучка; 9 - Дипольный магнит ACDY3; 10 - Дипольный магнит ACDY4; 11 - Спектрометр 1; 12 - Спектрометр 2.

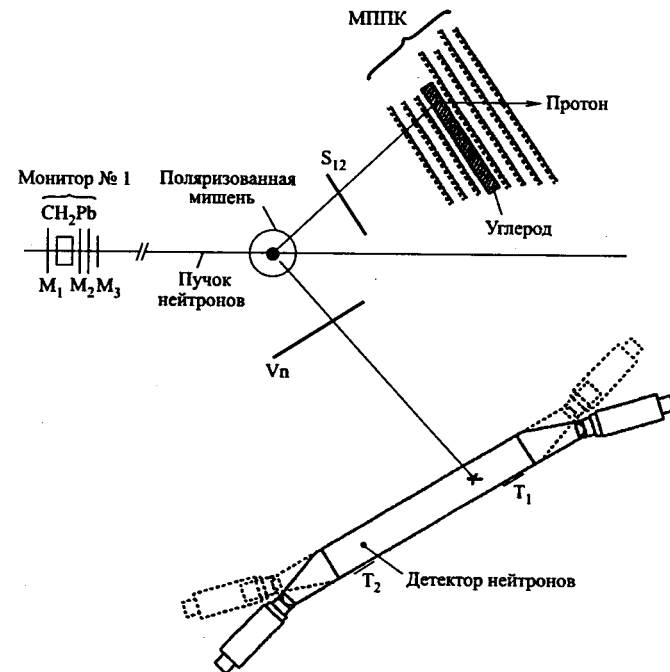


Рис. 3. Спектрометр 1

260 МэВ до ~ 40% для нейтронов с энергией выше 450 МэВ. Направление поляризации нейтронов противоположно направлению поляризации протонов. см. рис. 5: (г) набор магнитов, расположенных вдоль нейтронного пучка, позволяет повернуть спин нейтрона в любое из трех направлений *k*, *s*, *n*, см. рис. 2; (д) переворот поляризации нейтронного пучка можно осуществлять через заданное время, как правило через каждую секунду; (е) измерение энергии нейтронов в пучке осуществляется с использованием методики времени пролета с привязкой к сигналам высокочастотной системы (50.63 МГц) ускорительного комплекса.

Энергетическое разрешение в экспериментах с использованием спектрометра 1 составляло от 15 МэВ по 50 МэВ для энергии нейтронов от 200 МэВ по 590 МэВ соответственно и при использовании спектрометра 2 — от 4 МэВ по 21 МэВ для энергии нейтронов от 200 МэВ по 550 МэВ соответственно. Измерение интенсивности нейтронного пучка, его поляризации и профиля проводилось во время эксперимента непрерывно с использованием двух мониторов, расположенных до и после спектрометра 1 соответственно.

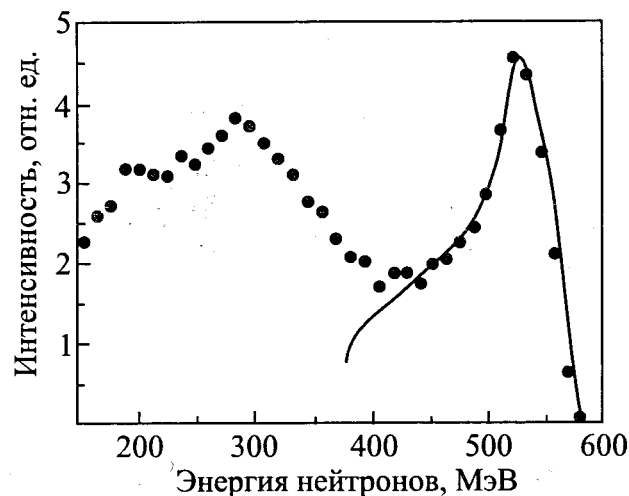


Рис. 4. Энергетический спектр нейтронов из реакции  $p(C,X)n$

#### Спектрометр 1

Схематическое изображение первого спектрометра, расположенного на расстоянии 13.735 м от мишени для рождения нейтронов, показано на рис. 3. Спектрометр состоит из: (а) протонной замороженной поляризованной мишени (или протонных неполяризованных мишеней); (б) детекторной системы протонов отдачи и системы измерения их поляризации; (в) детектора рассеянных нейтронов; (г) системы сбора и

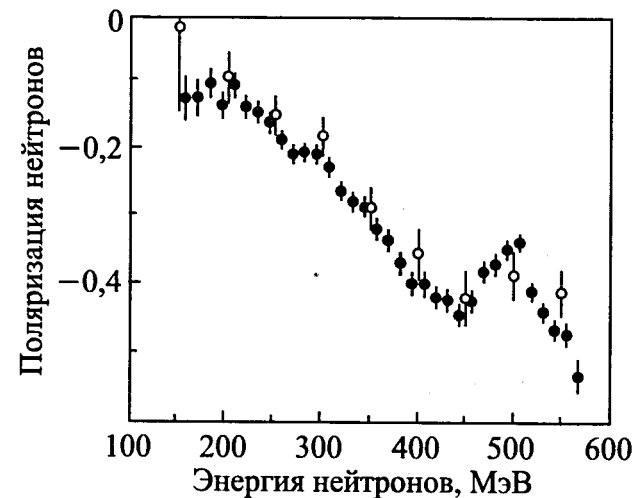


Рис. 5. Энергетическая зависимость поляризации нейтронов из зарядообменной реакции продольно поляризованных протонов с ядрами углерода  $p(C,X)n$  под углом 0 градусов

регистрации данных. С использованием этого спектрометра получены экспериментальные данные, позволяющие определить одно-, двух- и трехспиновые наблюдаемые в упругом  $pp$ -рассеянии (см. главу 5).

#### Протонная замороженная поляризованная мишень и протонные неполяризованные мишени

Созданная для наших экспериментов протонная замороженная поляризованная мишень (рис. 6) состоит из следующих основных частей: (а) рефрижератора растворения  $^3\text{He}-^4\text{He}$ ; (б) вещества мишени с объемом ~100 см<sup>3</sup> (бутанол -  $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_2\text{CH}_2\text{OH}$ ), находящимся в камере растворения рефрижератора; (в) поляризионного (2.5 Тл) и удерживающего (0.8 Тл) сверхпроводящих магнитов; (г) высокочастотной системы для накачки поляризации (частота ~ 70 ГГц); (д) системы ядерного магнитного резонанса.

Накачка поляризации проводится в магнитном поле 2.5 Тл при температуре ~150 мК. В замороженном состоянии поляризации протонов (~50 мК) и магнитном поле 0.8 Тл время спин-решеточной релаксации поляризации получалось больше, чем 1000 ч. Поляризация протонов измерялась с относительной точностью 3-4% с использованием техники ЯМР. Переворот направления поляризации проводился методом динамической накачки в магнитном поле 2.5 Тл, направление магнитного поля не менялось. Характерная величина поляризации протонов во время набора статистики составляла 60%-80%, в основном в зависимости от того, была ли поляризация направлена вдоль или против направления внешнего удерживающего магнитного поля. Измерение

поляризации проводилось в начале и конце каждого отдельного эксперимента. значение поляризации в любое заданное время между двумя измерениями получалось методом экспоненциальной экстраполяции. Специальная магнитная система, состоящая из трех сверхпроводящих магнитов, предназначенная для создания удерживающего магнитного поля, давала возможность установить поляризацию протонов мишени в любом из направлений *p*, *k* и *s*. Вместо поляризованной мишени в отдельных экспериментах использовались также неполяризованные мишени из  $\text{CH}_2$  или  $\text{C}$ .

#### Детектор протонов отдачи и система измерения их поляризации

Измерительная система для детектирования протонов отдачи и измерения их поляризации (см. рис. 3) состоит из: (а) сцинтилляционного счетчика S12, дающего стартовые сигналы для всего спектрометрического комплекса, и (б) телескопической системы многопроволочных пропорциональных камер (МППК).

Каждая из МППК, в свою очередь, состоит из двух плоскостей (расстояние между плоскостями 18 мм) с взаимно-перпендикулярными проволоками (вольфрам, толщина 20 микрон) с шагом 1 мм. Измерение поляризации протонов отдачи основано на методе рассеяния протонов на рассеивателе-анализаторе из углерода. Для этой цели между третьей и четвертой МППК телескопа размещался рассеиватель из углеродных пластин с толщиной 5 см или 7 см. Большое количество детектирующих плоскостей камер телескопа способствовало хорошей эффективности определения траектории протонов отдачи и траектории протонов, рассеянных на рассеивателе-анализаторе поляриметра и тем самым и эффективному определению поляризации протонов отдачи.

#### Детектор рассеянных нейтронов

Измерительное плечо детектора рассеянных нейтронов (рис. 3) состоит из сцинтилляционного детектора  $V_n$ , выполняющего роль вето-счетчика, набора одиннадцати горизонтально расположенных сцинтилляционных стержней для детектирования нейтронов и двух вертикально расположенных сцинтилляторов T1 и T2 для определения временной привязки сигналов из отдельных детекторных стержней. Горизонтальная координата места попадания нейтрона в детектор определяется измерением разницы во времени между появлением сигналов из двух фотоумножителей, которые расположены на концах сцинтилляционного стержня, зарегистрировавшего нейтрон. Вертикальная координата зарегистрированного нейтрона определена вертикальным положением соответствующего сцинтилляционного стержня.

#### Система сбора данных

Чтобы обеспечить измерения в большом диапазоне углов рассеяния, оба детектора, детектор рассеянных нейтронов и детектор протонов отдачи с системой измерения их поляризации, расположены на двух подвижных платформах, которые могут вращаться в горизонтальной плоскости вокруг оси поляризованной мишени.

Созданная двухуровневая программируемая система триггера позволяет задавать большое количество разных условий для регистрации событий. Основными условиями работы триггера первого уровня, использованными в наших измерениях, были:

- (а) M3.S1.S2 – триггер для проведения временной калибровки спектрометра;
- (б) M3.S1.S2.A – триггер для проведения геометрической калибровки камер плеча для детектирования протонов отдачи;

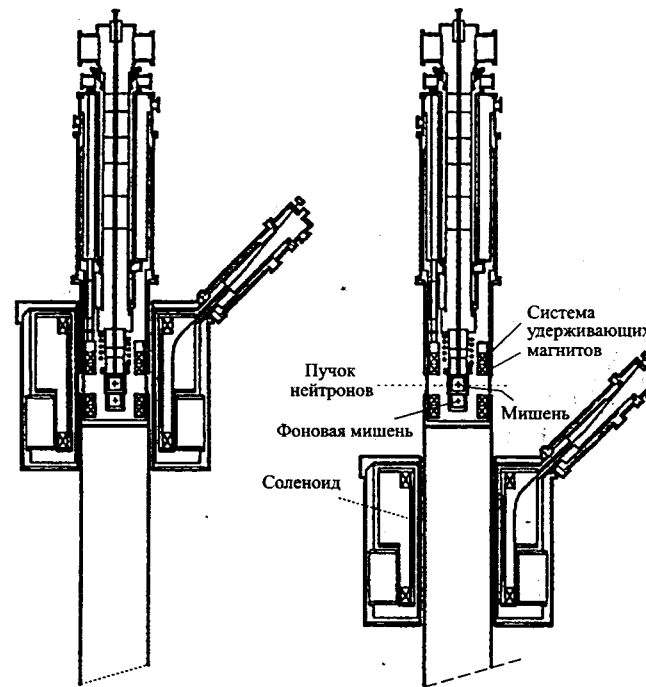


Рис. 6. Поляризованная мишень

- (в) M3.Vn.S1.S2.N – триггер для набора данных, отвечающих упругому *pp*-рассеянию.

При работе детектора протонов отдачи в режиме измерения поляризации протонов отдачи использовался триггер второго уровня, позволяющий во время измерения из дальнейшей регистрации исключить все случаи, для которых угол рассеяния на углеродном рассеивателе меньше 3 градусов. Система сбора данных базировалась на системе, разработанной и общепринятой в PSI.

#### Спектрометр 2

Второй спектрометр был расположен на расстоянии 24,00 м от мишени для рождения нейтронов. Он состоял из: (а) жидководородной мишени; (б) магнитного спектрометра с магнитным анализатором и системой дрейфовых камер, расположенных до и после магнита; и (в) протонного поляриметра, расположенного на вращающейся платформе и работающего на принципе рассеяния протонов отдачи на углеродном рассеивателе. Комплекс спектрометра 2 использовался нами для измерения энергетического спектра и поляризации нейтронного пучка и для определения коэффициента передачи поляризации  $D_{\text{к-окл}}^C(0^\circ)$  в реакции  $p(C,N)n$  в специально поставленном для этого опыте (см. главу 4).

**В третьей главе** описаны основные принципы обработки экспериментальных данных и способы определения спиновых наблюдаемых. Основными этапами анализа экспериментальных данных являлись: (а) осуществление предварительной калибровки временных каналов спектрометрической системы и юстировки геометрии отдельных элементов регистрирующей системы; (б) восстановление на основе данных из нейтронных счетчиков геометрических координат траекторий частиц и определение энергии налетающего нейтрона; (в) с привлечением совокупности кинематических условий процесса упругого рассеяния осуществление предварительного отбора «хороших» событий; (г) детальный анализ предварительно отобранных событий, включающий более точное определение физических величин, представляющих интерес, и проведение окончательного отбора событий, удовлетворяющих наложенным кинематическим условиям эксперимента; (д) распределение окончательно отобранных событий в соответствующие ячейки гистограммирования по энергии рассеиваемого нейтрона и углу рассеяния; (е) определение для каждой ячейки гистограммирования вспомогательных величин (сумм), необходимых при расчетах значений статистических аппроксиматоров спиновых наблюдаемых; (ж) расчет асимметрий во всей совокупности отобранных событий, зарегистрированных при поляризации нейтронного пучка + и -; (з) определение значений статистических аппроксиматоров величин спиновых наблюдаемых; (и) определение соответствующих статистических и систематических ошибок получаемых величин.

*Эффективные статистические аппроксиматоры для коэффициентов корреляции поляризации*

Число событий упругого  $np \rightarrow np$  рассеяния нейтронов с энергией  $E_n$  в направлении с полярным углом  $\theta_n$  и азимутальным углом  $\varphi$  можно записать как

$$N(E_n, \theta_n, \varphi) = [d^2\sigma / (d\Omega \cdot dE_n)] \cdot \eta(E_n, \theta_n, \varphi) \cdot L, \quad (2)$$

где  $d^2\sigma / (d\Omega \cdot dE_n)$  — дифференциальное сечение упругого  $np$ -рассеяния,  $\eta(E_n, \theta_n, \varphi)$  — акцептанс и эффективность детектирующей экспериментальной аппаратуры,  $L$  — светимость системы, учитывающая интенсивность нейтронного пучка, плотность мишени и продолжительность измерений. Явную зависимость дифференциального сечения  $d^2\sigma / (d\Omega \cdot dE_n)$  от азимутального угла  $\varphi$ , полярного угла  $\theta_n$ , координат векторов  $\mathbf{s}$ ,  $\mathbf{n}$ ,  $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{P}_B$  и  $\mathbf{P}_T$  в  $(x, y, z)$  системе, энергии рассеиваемых нейтронов  $E_n$ , двух величин асимметрий  $A_{00b0}$  и  $A_{000t}$  и четырех коэффициентов корреляции поляризации  $A_{00nn}$ ,  $A_{00ss}$ ,  $A_{00kk}$ ,  $A_{00sk}$  можно записать как

$$[d^2\sigma / (d\Omega \cdot dE)] = I_{0000} \{ 1 + (\mathbf{P}_B \cdot \mathbf{n}) \cdot A_{00n0} + (\mathbf{P}_T \cdot \mathbf{n}) \cdot A_{000n} + \\ + P_B \cdot P_T [ (\mathbf{P}_B \cdot \mathbf{n}) \cdot (\mathbf{P}_T \cdot \mathbf{n}) \cdot A_{00nn} + (\mathbf{P}_B \cdot \mathbf{s}) \cdot (\mathbf{P}_T \cdot \mathbf{s}) \cdot A_{00ss} + \\ + (\mathbf{P}_B \cdot \mathbf{k}) \cdot (\mathbf{P}_T \cdot \mathbf{k}) \cdot A_{00kk} + ((\mathbf{P}_B \cdot \mathbf{s}) \cdot (\mathbf{P}_T \cdot \mathbf{k}) + (\mathbf{P}_B \cdot \mathbf{k}) \cdot (\mathbf{P}_T \cdot \mathbf{s})) \cdot A_{00sk} ] \}. \quad (3)$$

Для каждой из четырех возможных комбинаций ориентаций поляризации пучка и поляризации мишени,  $(\gamma, \delta) = (\mathbf{n}, \mathbf{n}), (\mathbf{s}, \mathbf{s}), (\mathbf{k}, \mathbf{k}), (\mathbf{s}, \mathbf{k})$ , регистрировались значения чисел событий  $N(E_n, \theta_n, \varphi, P_B^{\gamma\delta}, P_T^{\delta\epsilon})$ . Используя все четыре разные комбинации направления поляризации нейтронов и протонов  $(P_B, P_T) = (P_B^+, P_T^+), (P_B^+, P_T^-), (P_B^-, P_T^+), (P_B^-, P_T^-)$ , получаем 16 уравнений для определения входящих в них величин, в том числе спиновых наблюдаемых  $X_{sfb}$ . В постановке наших экспериментов направление поляризации пучка нейтронов чередовалось каждую секунду и проводилась

регистрация числа отсчетов  $N(E_n, \theta_n, \varphi, P_B^{\gamma\delta}, P_T^{\delta\epsilon})$ , отвечающих противоположным значениям поляризации нейтронов ( $P_B^{\gamma\delta}$ ). Абсолютное значение поляризации в обоих случаях можно считать одинаковым:  $P_B^+ = P_B^-$ . Аналогично и акцептанс и эффективность регистрирующей аппаратуры можно считать одинаковыми. С другой стороны, так как измерения с противоположными направлениями поляризации протонов мишени проводятся в разное время, соответствующие величины поляризации отличаются:  $P_T^+ \neq P_T^-$ . Учитывая это, вместо уравнений для величин  $N(E_n, \theta_n, \varphi, P_B^{\gamma\delta}, P_T^{\delta\epsilon})$  (см. (2) и (3)) удобнее анализировать уравнения для асимметрии  $\epsilon(P_T^{\delta\epsilon}) = \epsilon(E_n, \theta_n, \varphi, P_T^{\delta\epsilon})$ , получаемые из чисел отсчетов  $N(E_n, \theta_n, \varphi, P_B^{\gamma\delta}, P_T^{\delta\epsilon})$ , измеренных при одинаковой поляризации мишени  $P_T^{\delta\epsilon}$  и с противоположными поляризациями пучка нейтронов  $P_B^+$  и  $P_B^-$  соответственно, как

$$\epsilon(P_T^{\delta\epsilon}) = \epsilon(E_n, \theta_n, \varphi, P_T^{\delta\epsilon}) = [N(P_B^+) - N(P_B^-)] / [N(P_B^+) + N(P_B^-)], \quad (4)$$

где величины отсчетов  $N(P_B^+)$  и  $N(P_B^-)$  нормированы с использованием интенсивности исходного пучка нейтронов, измеренной первым монитором. Учитывая, что вследствие принципа Паули  $A_{00n0} = A_{000n}$ , и полагая  $|P_B^+| = |P_B^-|$ , из (2)-(4) получаем

$$\epsilon(P_T^{\delta\epsilon}) = P_B \cdot [ (\mathbf{P}_B \cdot \mathbf{n}) \cdot A_{00n0} + P_T \cdot \sum_{\gamma\delta=s,k,n} A_{00\gamma\delta} ] / [ 1 + (\mathbf{P}_T \cdot \mathbf{n}) \cdot A_{00n0} ]. \quad (5)$$

Полученные величины асимметрий  $\epsilon(P_T^{\delta\epsilon})$  не содержат уже зависимости от  $\eta(E_n, \theta_n, \varphi)$  и  $L$  и представляют собой в общем случае набор восьми трехпараметрических уравнений для определения пяти величин спиновых наблюдаемых  $A_{00n0}$ ,  $A_{00nn}$ ,  $A_{00ss}$ ,  $A_{00kk}$ ,  $A_{00sk}$ . Чтобы получить значения указанных спиновых наблюдаемых, нами были осуществлены в совокупности четыре серии экспериментов с разными ориентациями спинов как нейтронов пучка, так и протонов мишени.

Вклад фоновых событий при обработке учитывался как эффект "растворения" поляризованных протонов в других компонентах вещества мишени и материалах, окружающих мишень, рассеяние на которых приводит к появлению фоновых событий. Количественно вклад фоновых событий учитывался с помощью коэффициента "растворения"  $f$ . Коэффициент  $f = [N(\text{фоновая мишень}) \cdot K] / [N(\text{поляризованная мишень})]$  получался из числа зарегистрированных событий в экспериментах с фоновой  $[N(\text{фоновая мишень})]$  и поляризованной  $[N(\text{поляризованная мишень})]$  мишенью соответственно. Фактор  $K$

$$K = \sum_{\text{эффект}} / \sum_{\text{фон}} \quad (6)$$

является коэффициентом нормировки истинных и фоновых спектров (снятых с фоновой мишенью), рассчитанным из суммарной статистики событий  $\sum_{\text{эффект}}$  и  $\sum_{\text{фон}}$  в обоих спектрах. Дифференциальное сечение рассеяния поляризованных нейтронов на фоновой мишени (полагая  $P_T = 0$ ) можно представить как  $[d^2\sigma / (d\Omega \cdot dE)](\text{фон}) = I_{0000} \{ 1 + P_B (\mathbf{P}_B \cdot \mathbf{n}) \cdot A_{\text{фон}}(E_n, \theta_n) \}$ . Для определения величин  $A_{\text{фон}}(E_n, \theta_n)$  анализировались асимметрии  $\epsilon_{\text{фон}}$ .

$$\epsilon_{\text{фон}} = \epsilon(E_n, \theta_n, \varphi)_{\text{фон}} = [N_{\text{фон}}(P_B^+) - N_{\text{фон}}(P_B^-)] / [N_{\text{фон}}(P_B^+) + N_{\text{фон}}(P_B^-)] = \\ = P_B (\mathbf{P}_B \cdot \mathbf{n}) \cdot A_{\text{фон}}(E_n, \theta_n). \quad (7)$$



Учитывая наличие фоновых событий, дифференциальное сечение рассеяния поляризованных нейтронов на поляризованной протонной мишени можно записать как

$$[d^2\sigma/(d\Omega \cdot dE)]_{(\text{экс})} = (1-f)[d^2\sigma/(d\Omega \cdot dE)]_{(\text{пол. прот.})} + f[d^2\sigma/(d\Omega \cdot dE)]_{(\text{фон})}, \quad (8)$$

и выражение (3) принимает вид:

$$[d^2\sigma/(d\Omega \cdot dE)]_{(\text{экс})} = I_{0000} \{1 + P_B \cdot (\mathbf{p}_B \cdot \mathbf{n}) \cdot [(1-f) \cdot A_{00n0} + f \cdot A_{\text{фон}}] + P_T \cdot (\mathbf{p}_T \cdot \mathbf{n}) \cdot (1-f) \cdot A_{000n} + P_B \cdot P_T \cdot (1-f) \cdot A_{00\gamma\delta}\}. \quad (9)$$

В этом случае для определения спиновых наблюдаемых  $A_{00n0}$ ,  $A_{00nn}$ ,  $A_{00kk}$ ,  $A_{00ss}$ ,  $A_{00sk}$  получаем систему уравнений

$$\varepsilon(P_T^{\delta\pm}) = \varepsilon(E_n, \theta_n, \varphi, P_T^{\delta\pm}) = [N(P_B^+)_{\text{экс}} - N(P_B^-)_{\text{экс}}] / [N(P_B^+)_{\text{экс}} + N(P_B^-)_{\text{экс}}] = P_B \cdot (\mathbf{p}_B \cdot \mathbf{n}) \cdot [(1-f) \cdot A_{00n0} + f \cdot A_{\text{фон}}] + P_B \cdot P_T \cdot (1-f) \cdot A_{00\gamma\delta} / [1 + P_T \cdot (\mathbf{p}_T \cdot \mathbf{n}) \cdot (1-f) \cdot A_{00n0}]. \quad (10)$$

где  $\gamma, \delta = s, k, n$ . При этом в уравнениях (9) коэффициенты у искоемых величин  $A_{00n0}$ ,  $A_{00nn}$ ,  $A_{00kk}$ ,  $A_{00ss}$ ,  $A_{00sk}$  зависят от азимутального угла  $\varphi$  и выражаются через функции

$$\sin\varphi, \cos\varphi, \sin\varphi \cdot \cos\varphi, \sin^2\varphi \text{ и } \cos^2\varphi. \quad (11)$$

Применение фурье-анализа является удобным методом для определения из (9) искоемых величин спиновых наблюдаемых. Заменяя при фурье-анализе соответствующие интегралы по переменной  $\varphi$  для фиксированных значений  $E_n$  и  $\theta_n$  (сцм) суммами событий, попадающих в соответствующие ячейки гистограммирования по энергии  $E_n$  и полярному углу рассеяния  $\theta_n$  (с.п.м).

$$\langle \sin\varphi \rangle, \langle \cos\varphi \rangle, \langle \sin\varphi \cdot \cos\varphi \rangle, \langle \sin^2\varphi \rangle \text{ и } \langle \cos^2\varphi \rangle. \quad (12)$$

то можно с их помощью выразить в (9) коэффициенты при величинах спиновых наблюдаемых, не прибегая к гистограммированию по  $\varphi$ . Решая систему уравнений, полученную таким образом из (9), получаем хорошие аппроксиматоры для величин  $A_{00n0}$ ,  $A_{00nn}$ ,  $A_{00kk}$ ,  $A_{00ss}$  и  $A_{00sk}$ .

*Эффективные статистические аппроксиматоры для компонент вектора поляризации протонов отдачи, аппроксиматоры для коэффициентов деполаризации  $D_{0\beta\gamma\delta}$  коэффициентов переноса поляризации  $K_{0\beta\gamma\delta}$  и трехчастичных коэффициентов  $N_{0\beta\gamma\delta}$*

Для определения спиновых наблюдаемых  $D_{0\beta\gamma\delta}$ ,  $K_{0\beta\gamma\delta}$  и  $N_{0\beta\gamma\delta}$  в эксперименте необходимо определить спиновое состояние протонов отдачи. Для анализа спинового состояния протонов отдачи нами использовался метод их рассеяния на углеродном рассеивателе МППК поляриметра. Число регистрируемых событий рассеяния частиц со спином 1/2 и поляризацией  $P$  (в нашем случае протон) на неполяризованных ядрах (углерод) получаем из (2), где дифференциальное сечение как функция энергии протонов отдачи и полярного  $\theta_C$  и азимутального  $\varphi_C$  углов рассеяния имеет вид:

$$[d^2\sigma/(d\Omega \cdot dE)]_C = I_{0000} \{1 + A_C(E_p, \theta_C) \cdot P_n \cdot \cos\varphi_C - A_C(E_p, \theta_C) \cdot P_s \cdot \sin\varphi_C\}, \text{ или} \quad (13)$$

$$[d^2\sigma/(d\Omega \cdot dE)]_C = I_C \{1 + \varepsilon_n^C(E_p, \theta_C) \cdot \cos\varphi_C + \varepsilon_s^C(E_p, \theta_C) \cdot \sin\varphi_C\},$$

где  $\varepsilon_n^C(E_p, \theta_C)$  и  $\varepsilon_s^C(E_p, \theta_C)$  — асимметрии, зависящие от анализирующей способности углеродного поляриметра  $A_C(E_p, \theta_C)$  и компонент вектора поляризации  $P_n$  и  $P_s$ , соответственно.

$$\varepsilon_n^C(E_p, \theta_C) = A_C(E_p, \theta_C) \cdot P_n, \quad \varepsilon_s^C(E_p, \theta_C) = -A_C(E_p, \theta_C) \cdot P_s. \quad (14)$$

Число событий, отвечающих рассеянию протонов отдачи на углеродном рассеивателе, можно записать как

$$N(E_p, \theta_C, \varphi_C) = [d^2\sigma/(d\Omega \cdot dE)]_C \cdot \eta(E_p, \theta_C, \varphi_C) \cdot L. \quad (15)$$

где  $\eta(E_p, \theta_C, \varphi_C)$  — акцептанс и эффективность детектора и  $L$  — светимость системы. Из (12)-(14) получаем

$$N(E_p, \theta_C, \varphi_C) = I_C \{1 + \varepsilon_n^C(E_p, \theta_C) \cdot \cos\varphi_C + \varepsilon_s^C(E_p, \theta_C) \cdot \sin\varphi_C\} \cdot \eta(E_p, \theta_C, \varphi_C) \cdot L, \text{ или}$$

$$N(E_p, \theta_C, \varphi_C) = I_C \{1 + A_C(E_p, \theta_C) \cdot P_n \cdot \cos\varphi_C - A_C(E_p, \theta_C) \cdot P_s \cdot \sin\varphi_C\} \cdot \eta(E_p, \theta_C, \varphi_C) \cdot L. \quad (16)$$

Решая систему уравнений (16), получаем асимметрии  $\varepsilon_n^C(E_p, \theta_C)$  и  $\varepsilon_s^C(E_p, \theta_C)$ . Когда анализирующая способность  $A_C(E_p, \theta_C)$  известна, то решение уравнений (16) позволяет определить прямым образом величины поляризации  $P_n$  и  $P_s$ . Если функция эффективности акцептанса  $\eta(E_p, \theta_C, \varphi_C)$  в (15) имеет период симметрии  $\pi$  по азимутальному углу  $\varphi$ , то анализ Фурье из (16) даст для аппроксиматоров поляризации  $\langle P_n \rangle$  и  $\langle P_s \rangle$  систему уравнений

$$\begin{pmatrix} \sum_{\text{сцм}} A_C \cos\varphi \\ \sum_{\text{сцм}} A_C \sin\varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_{\text{сцм}} A_C^2 \cos^2\varphi & \sum_{\text{сцм}} A_C^2 \sin\varphi \cos\varphi \\ \sum_{\text{сцм}} A_C^2 \sin\varphi \cos\varphi & \sum_{\text{сцм}} A_C^2 \sin^2\varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \langle P_n \rangle \\ \langle P_s \rangle \end{pmatrix}. \quad (17)$$

или в матричной форме

$$\mathbf{B} = \mathbf{F} \cdot \langle \mathbf{P} \rangle, \text{ или } \langle \mathbf{P} \rangle = \mathbf{F}^{-1} \cdot \mathbf{B}. \quad (18)$$

Суммы в (17) вычисляются для каждой ячейки гистограммирования по всем азимутальным углам  $\varphi = \varphi_C$  соответствующих событий

$$\sum_{\text{сцм}} A_C \cos\varphi, \sum_{\text{сцм}} A_C \sin\varphi, \sum_{\text{сцм}} A_C^2 \cos^2\varphi, \sum_{\text{сцм}} A_C^2 \sin^2\varphi, \sum_{\text{сцм}} A_C^2 \sin\varphi \cos\varphi. \quad (19)$$

Применяемый здесь метод принято называть *методом взвешенных сумм*, в котором роль весов играют анализирующие способности  $A_C(E_p, \theta_C)$ . Для матрицы ошибок имеем  $\mathbf{V}(\mathbf{P}) = \mathbf{F}^{-1}$ .

Использование аппроксиматоров асимметрий поляризаций  $\langle \mathbf{P} \rangle$  (17), полученных методом взвешенных сумм, удобно также и для учета фона, который в общем случае может иметь другое угловое распределение, чем истинные события. Вычет фона в этом случае удобно проводить на уровне сумм (19), а не на уровне поляризаций  $\langle \mathbf{P} \rangle$ . Из экспериментальных данных, полученных в измерениях фоновых событий с фоновой мишенью, методом вычисления соответствующих сумм (19) получаем такие же матрицы  $\mathbf{B}_{\text{фон}}$  и  $\mathbf{F}_{\text{фон}}$  (см. 18), как и матрицы  $\mathbf{B}_{\text{мишень}}$  и  $\mathbf{F}_{\text{мишень}}$  (см. (18)) для суммарных

Объединенный институт  
ядерных исследований  
7  
БИБЛИОТЕКА

событий, полученных с поляризованной мишенью, включающих как эффект, так и фон. В этом случае, матрицы  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{F}$  (18), отвечающие истинным событиям, можно записать как

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_{\text{мишень}} - K \cdot \mathbf{B}_{\text{фон}} \quad \text{и} \quad \mathbf{F} = \mathbf{F}_{\text{мишень}} - K \cdot \mathbf{F}_{\text{фон}}. \quad (20)$$

где фактор нормировки фоновых событий  $K$  определен в (6). Матрица ошибок поляризации в этом случае вычисляется как  $\mathbf{V}(\mathbf{P}) = \mathbf{F}^{-1}(\mathbf{F}_{\text{мишень}} + K^2 \cdot \mathbf{F}_{\text{фон}}) \mathbf{F}^{-1}$ .

Решая для каждой ячейки гистограммирования ( $E^i, \theta^i_{\text{сцм}}$ ) систему уравнений (18) с данными (20), полученными в измерениях с нормальной и фоновой мишенью, получаем значения аппроксиматоров  $\langle P_n \rangle$  и  $\langle P_s \rangle$  компонент  $P_n$  и  $P_s$  вектора поляризации протонов отдачи (16), соответственно. Из найденных значений величин  $\langle P_n \rangle$  и  $\langle P_s \rangle$  получаем систему уравнений (21)

$$\begin{aligned} \langle P_n \rangle &= \{P_{0n00} + P_{Bn} \cdot K_{0nn0} + P_{Tn} \cdot D_{0n0n} + P_{Bn} \cdot P_{Tn} \cdot N_{0nnn} + P_{Bs} \cdot P_{Ts} \cdot N_{0nss} + \\ &+ P_{Bk} \cdot P_{Tk} \cdot N_{0nkk} + P_{Bk} \cdot P_{Tk} \cdot N_{0nsk} + P_{Bk} \cdot P_{Ts} \cdot N_{0nks}\} \times \\ &\times \{1 + P_{Bn} \cdot A_{00n0} + P_{Tn} \cdot A_{000n} + \sum_{\gamma\delta=k,n,s} P_{B\gamma} \cdot P_{T\delta} \cdot A_{00\gamma\delta}\}^{-1} \\ \langle P_s \rangle &= \{P_{Bs} \cdot K_{0s^*s0} + P_{Bk} \cdot K_{0s^*k0} + P_{Ts} \cdot D_{0s^*0s} + P_{Tk} \cdot D_{0s^*0k} + P_{Bs} \cdot P_{Tn} \cdot N_{0s^*sn} + \\ &+ P_{Bn} \cdot P_{Ts} \cdot N_{0s^*ns} + P_{Bk} \cdot P_{Tn} \cdot N_{0s^*kn} + P_{Bn} \cdot P_{Tk} \cdot N_{0s^*nk}\} \times \\ &\times \{1 + P_{Bn} \cdot A_{00n0} + P_{Tn} \cdot A_{000n} + \sum_{\gamma\delta=k,n,s} P_{B\gamma} \cdot P_{T\delta} \cdot A_{00\gamma\delta}\}^{-1}. \end{aligned} \quad (21)$$

решение которой, с привлечением результатов по определению коэффициентов корреляции поляризации (10), позволяет определить спиновые наблюдаемые  $D_{0\gamma\delta}$ ,  $K_{0\gamma\delta}$  и  $N_{0\gamma\delta}$ . Проводя измерения при разных значениях исходных направлений поляризации нейтронного пучка и протонов поляризованной мишени, из (21) для каждой заданной ячейки гистограммирования ( $E^i, \theta^i_{\text{сцм}}$ ) получаем систему взаимно связанных линейных уравнений для спиновых наблюдаемых  $X_{\text{срб}}(E^i, \theta^i_{\text{сцм}})$ . В (21) спиновые наблюдаемые  $D_{0\gamma\delta}$ ,  $K_{0\gamma\delta}$  и  $N_{0\gamma\delta}$  выступают всегда в сумме с коэффициентами, которые определены в каждом отдельном случае поляризационными условиями постановки эксперимента.

В четвертой главе приводятся результаты проведенных прецизионных измерений энергетического спектра и поляризации нейтронов в зарядообменной реакции  $^{12}\text{C}(pn)\chi$  с поляризованными протонами с энергией 590 МэВ. Из проведенных ранее исследований было известно, что зарядообменная  $pn$ -реакция на легких ядрах является одним из эффективных методов получения пучков нейтронов, в том числе и поляризованных. Систематические исследования зарядообменной реакции поляризованных протонов на ядрах углерода на ускорительном комплексе PSI показали, что реакция с продольно-поляризованными протонами является более эффективным способом получения пучка продольно-поляризованных нейтронов, чем реакция с вертикально-поляризованными протонами. На этих результатов, в PSI была создана специальная линия для получения высокоинтенсивных поляризованных и неполяризованных пучков нейтронов. Пучок поляризованных нейтронов в PSI является в настоящее время одним из лучших пучков поляризованных нейтронов в области

энергий ниже 600 МэВ. Высокая интенсивность и поляризация нейтронного пучка позволили осуществить поставленную нами задачу завершения полного опыта в упругом нуклон-нуклонном взаимодействии реальной. Значения величин энергии и поляризации нейтронов необходимы для определения спиновых наблюдаемых в упругом  $pn$ -рассеянии, и точность их определения для отдельных событий непосредственно влияет на точность определения соответствующих спиновых наблюдаемых. В связи с этим был поставлен специальный эксперимент для точного определения энергии и поляризации нейтронов созданного в PSI нейтронного пучка.

#### Экспериментальная установка

Эксперимент основан на измерении спиновой зависимости дифференциального сечения упругого  $pn$ -рассеяния с использованием спектрометра 2 и техники измерения времени пролета с привязкой к высокочастотной системе 50.63 МГц ускорительного комплекса. Экспериментальная установка состояла из: (а) жидководородной мишени  $\text{LH}_2$ , расположенной на расстоянии 24.00 м от углеродной мишени для рождения нейтронов; (б) магнитного спектрометра, оснащенного дрейфовыми камерами для детектирования протонов отдачи; (в) сцинтилляционных годоскопов для детектирования рассеянных нейтронов; (г) набора сцинтилляционных счетчиков и триггерной системы для измерения времени пролета нейтронов.

#### Энергетический спектр нейтронов

Полученное с помощью времяпролетной базы 24.00 м энергетическое разрешение при определении энергии нейтронов составляло 21 МэВ и 4 МэВ для энергии нейтронов 550 МэВ и 200 МэВ соответственно. Полученный энергетический спектр нейтронов пучка показан на рис. 4. Квазиупругий пик с энергией около 530 МэВ получается в результате процесса  $^{12}\text{C}(p,n)^{12}\text{N}$ , когда ядро отдачи  $^{12}\text{N}$  остается в основном или возбужденном состоянии. Аналогичные измерения энергетического спектра нейтронов, проведенные с использованием времяпролетной базы 13.735 м и спектрометра 1, имеют худшее энергетическое разрешение. Поэтому, при определении общей задержки временного канала и определении энергии нейтронов для каждого отдельного события при обработке экспериментальных данных использовались результаты, полученные в измерениях на базе 24.00 м с учетом того, что квазиупругий пик имеет энергию 530 МэВ.

#### Поляризация нейтронного пучка

В прецизионных измерениях поляризации нейтронного пучка использовалось упругое  $pn$ -рассеяние нейтронов  $n$  с поляризацией, направленной вертикально ( $\mathbf{n}$ ), на протонах  $p$  жидководородной мишени. При этом направление поляризации нейтронного пучка менялось на противоположное каждую секунду путем переворачивания поляризации протонов в ионном источнике ускорителя. Поляризация нейтронного пучка определялась из асимметрии вылета протонов в упругом  $pn$ -рассеянии. Полученные значения поляризации нейтронов в зависимости от их кинетической энергии приведены на рис. 5, где они показаны темными кружками. На этом же рисунке светлыми кружками показаны результаты измерений, проведенных с использованием времяпролетной базы 13.735 м и спектрометра 1. Во втором случае энергетическое разрешение системы хуже, чем в первом случае, в несколько раз. В спектре, измеренном с лучшим разрешением, наблюдается отчетливая структура в

области энергии нейтронов около 530 МэВ. Дополнительные проверочные измерения показали, что приборный эффект, приводящий к появлению этой структуры, можно исключить. Выяснение физической природы этого эффекта, связанного, по-видимому, со структурой ядра  $^{12}\text{N}$ , в частности с образованием ядер  $^{12}\text{N}$  в возбужденных состояниях, является предметом дальнейших исследований.

*Определение коэффициента передачи поляризации  $D_{k'oko}(0^\circ)$  в реакции  $^{12}\text{C}(pn)^{12}\text{N}$*

Коэффициент передачи поляризации  $D_{k'oko}(0^\circ)$  в реакции  $^{12}\text{C}(pn)^{12}\text{N}$  можно получить из поляризации исходного пучка протонов  $P_{Bp} = 75\%$  и измеренной поляризации пучка нейтронов  $P_{Bn}$  (см. рис. 5), как  $D_{k'oko}(E_{pn}, 0^\circ) = P_{Bn} / P_{Bp}$ . Здесь  $E_{pn} = (T_p - T_n)$  — разность кинетических энергий первичного протона  $T_p$  и энергии возникающего в реакции  $^{12}\text{C}(pn)^{12}\text{N}$  нейтрона  $T_n$  соответственно. Полученная энергетическая зависимость коэффициента передачи продольной поляризации  $D_{k'oko}(0^\circ)$  под углом  $0^\circ$  в реакции  $^{12}\text{C}(pn)^{12}\text{N}$  показана на рис. 7 темными кружками. Замеченная в энергетическом спектре поляризации нейтронов (см. рис. 5) структура проявляется в энергетической зависимости коэффициента  $D_{k'oko}(E_{pn}, 0^\circ)$  при энергии около 60 МэВ.

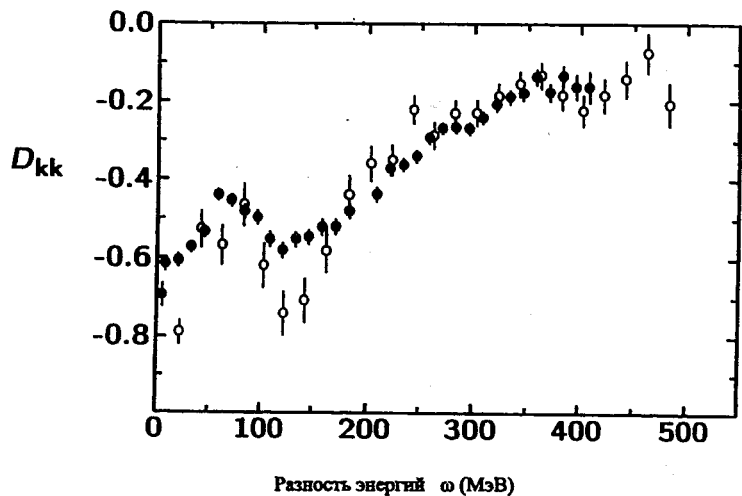


Рис. 7. Энергетическая зависимость коэффициента передачи продольной поляризации  $D_{k'oko}(E_{pn}, 0^\circ)$  в реакции  $p(^{12}\text{C})n$ .

В пятой главе приведены полученные нами значения спиновых наблюдаемых в упругом  $np$ -рассеянии. С помощью разных комбинаций поляризационных состояний нейтронного пучка и протонов мишени и анализа спинового состояния протонов

отдачи были проведены измерения коэффициентов асимметрии  $A_{00nn}$ , коэффициентов поляризации  $P_{0n0n}$ , коэффициентов корреляции поляризации  $A_{00nn}$  и  $A_{00sk}$ , коэффициентов деполаризации  $D_{0n0n}$ , коэффициентов переноса поляризации  $K_{0s'ko}$  и  $K_{0s's0}$  и трехспиновых коэффициентов  $N_{0s'kn}$  и  $N_{0s'sn}$  в диапазоне энергий 200 – 590 МэВ и углов рассеяния в системе центра масс  $60^\circ - 124^\circ$ . В совокупности получено более 350 значений спиновых наблюдаемых в указанной области энергий и углов рассеяния. При этом многие из них были получены впервые. Условия постановки экспериментов и измеренные спиновые наблюдаемые  $X_{srbt}$  в диапазоне углов рассеяния  $60^\circ - 124^\circ$  с.ц.м., представляющие цель настоящей диссертационной работы, приведены в табл. 1.

Спиновое состояние частиц, участвующих в реакции	Измеренные коэффициенты $X_{srbt}$
s r b t	
0 0 n n	$A_{000n}$ $A_{00nn}$
0 0 s k	$A_{00sk}$
0 n 0 n	$P_{0n00}$ $D_{0n0n}$
0 s k 0	$K_{0s'k0}$
0 s s 0	$K_{0s's0}$
0 s k n	$N_{0skn}$
0 s s n	$N_{0s'sn}$

Таблица 1. Условия постановки экспериментов и измеренные спиновые наблюдаемые  $X_{srbt}$  в диапазоне углов рассеяния  $60^\circ - 124^\circ$  с.ц.м., представляющие цель настоящей диссертационной работы

Представленные в настоящей работе эксперименты являлись первыми экспериментами в рамках поставленной программы исследований, в которых использовалась протонная поляризованная замороженная мишень. Накопленный опыт сыграл существенную роль в постановке всех последующих сеансов и способствовал успешному выполнению намеченной программы.

Для каждого заданного набора поляризационных состояний нейтронного пучка и протонной мишени набиралось приблизительно одинаковое число событий ( $1-3 \cdot 10^7$ ), такое, чтобы обеспечить хорошую статистическую точность результатов. Для проведения фоновых измерений использовалась неполяризованная мишень из шариков тефлона, симулирующая, что касается содержания рассеивающего вещества, поляризованную мишень. Как при измерениях эффекта, так и в фоновых измерениях использовалось одинаковое удерживающее магнитное поле мишени. На практике число событий, которые регистрировались в фоновых измерениях, представляло около одной трети событий, зарегистрированных при измерениях с поляризованной мишенью.

Для получения аппроксиматоров спиновых наблюдаемых гистограммирование проводилось по ячейкам с шириной по энергии  $E$  в 20 МэВ и по углу рассеяния  $\theta_{ц.м.}$  в системе центра масс с шириной в  $4^\circ$ . Для получения окончательных результатов экспериментальные данные были далее сгруппированы в пять ячеек гистограммирования по энергии, со средними значениями энергий с 260, 315, 380, 460 и 535 МэВ, и в восемь ячеек гистограммирования по углу рассеяния, с шириной  $8^\circ$  и средним значением  $64^\circ, 72^\circ, 80^\circ, 88^\circ, 96^\circ, 104^\circ, 112^\circ$  и  $120^\circ$  в с.ц.м.

В качестве примера полученных данных значения коэффициентов деполаризации  $D_{0n0n}$  представлены в графическом виде на рис. 8 (черные кружки), а коэффициенты передачи поляризации  $K_{0s'k0}$  и трехспиновые коэффициенты  $N_{0s'sn}$  в табличном виде — в табл. 2 и 3 соответственно. Указанные на рис. 8 и в табл. 2 и 3 ошибки только статистические. На рис. 8 линиями показаны предсказания разных моделей и результаты фазового анализа, в котором новые данные пока не учитываются.

$\theta_{ц.м.} [^\circ]$	$K_{0s'k0}$				
	260 МэВ	315 МэВ	380 МэВ	460 МэВ	535 МэВ
64				.105(.310)	.103(.080)
72			-.202(.230)	-.020(.100)	-.039(.060)
80		-.135(.367)	-.159(.100)	.048(.079)	.182(.060)
88		.315(.130)	.160(.077)	.304(.075)	.250(.065)
96	.617(.190)	.249(.091)	.188(.067)	.348(.075)	.325(.070)
104	.007(.120)	.393(.073)	.417(.060)	.421(.075)	.210(.071)
112	.2666(.090)	.312(.063)	.341(.060)	.360(.074)	.473(.085)
120	.063(.246)	.251(.190)	.234(.230)		

Таблица 2. Коэффициенты передачи поляризации  $K_{0s'k0}$

При определении значений параметров корреляции поляризации  $A_{00nn}$  и  $A_{00sk}$ , когда спиновое состояние протонов отдачи не анализируется, статистика набранных событий очень высокая и статистические ошибки в определении параметров корреляции поляризации самые маленькие. Статистические ошибки в определении значений двух- и трехспиновых наблюдаемых  $D_{0n0n}$ ,  $K_{0s'k0}$ ,  $K_{0s's0}$ ,  $N_{0s'kn}$  и  $N_{0s'sn}$  больше, так как в этом случае необходимо анализировать спиновое состояние протонов отдачи. Это приводит к понижению суммарной статистики зарегистрированных событий по сравнению со случаем, когда спиновое состояние протонов отдачи методом вторичного рассеяния не проводится.

Значения величин односпиновых наблюдаемых  $A_{000n}$  и  $P_{0n00}$  можно также получить из анализируемого нами эксперимента. При нашем анализе, однако, значения этих величин использовались как известные входные данные, полученные с большой точностью на основе обработки всей совокупности проведенных нами экспериментов с разными поляризационными состояниями нейтронного пучка и протонов мишени.

Границы оценок систематических ошибок определения спиновых наблюдаемых, полученные в результате ошибок в определении величин  $P_B$ ,  $P_T$  и  $A_C$ , приведены в табл. 4.

$\theta_{ц.м.} [^\circ]$	$N_{0s'sn}$				
	260 МэВ	315 МэВ	380 МэВ	460 МэВ	535 МэВ
64				.455(.400)	-.162(.100)
72			-.180(.295)	-.348(.124)	-.173(.080)
80		.677(.492)	-.138(.130)	-.142(.100)	-.060(.076)
88		.059(.185)	-.085(.100)	-.047(.091)	-.143(.080)
96	-.541(.296)	-.248(.130)	.087(.087)	-.182(.095)	.019(.085)
104	-.117(.186)	.058(.104)	-.191(.080)	-.124(.087)	.071(.090)
112	-.186(.145)	-.052(.090)	-.096(.078)	-.228(.095)	-.185(.104)
120	.221(.412)	-.223(.283)	.121(.300)		

Таблица 3. Трехспиновые коэффициенты  $N_{0s'sn}$

Спиновые наблюдаемые	Фактор, определяющий ошибку	Относительная ошибка
$P_{0r00}$	$A_C$	1,5 - 8 %
$A_{000t}$	$P_B P_T$	3,7 - 4,6 %
$D_{0r0t}$	$P_T A_C$	3,8 - 8,8 %
$K_{0r00}$	$P_B A_C$	1,9 - 8,3 %
$N_{0r0t}$	$P_B P_T A_C$	3,9 - 9,2 %

Таблица 4. Относительная ошибка в определении спиновых наблюдаемых.

Всего нами получено 350 экспериментальных значений коэффициентов асимметрии  $A_{000n}$ , коэффициентов поляризации  $P_{0n00}$ , коэффициентов корреляции поляризации  $A_{00nn}$  и  $A_{00sk}$ , коэффициентов деполаризации  $D_{0n0n}$ , коэффициентов переноса поляризации  $K_{0s'k0}$  и  $K_{0s's0}$  и трехспиновых коэффициентов  $N_{0s'kn}$  и  $N_{0s'sn}$  в диапазоне энергий 230 – 590 МэВ и углов рассеяния в системе центра масс  $60^\circ - 124^\circ$ . Наши данные существенным образом дополняют опубликованные данные, и в большинстве своем они ранее не измерялись.

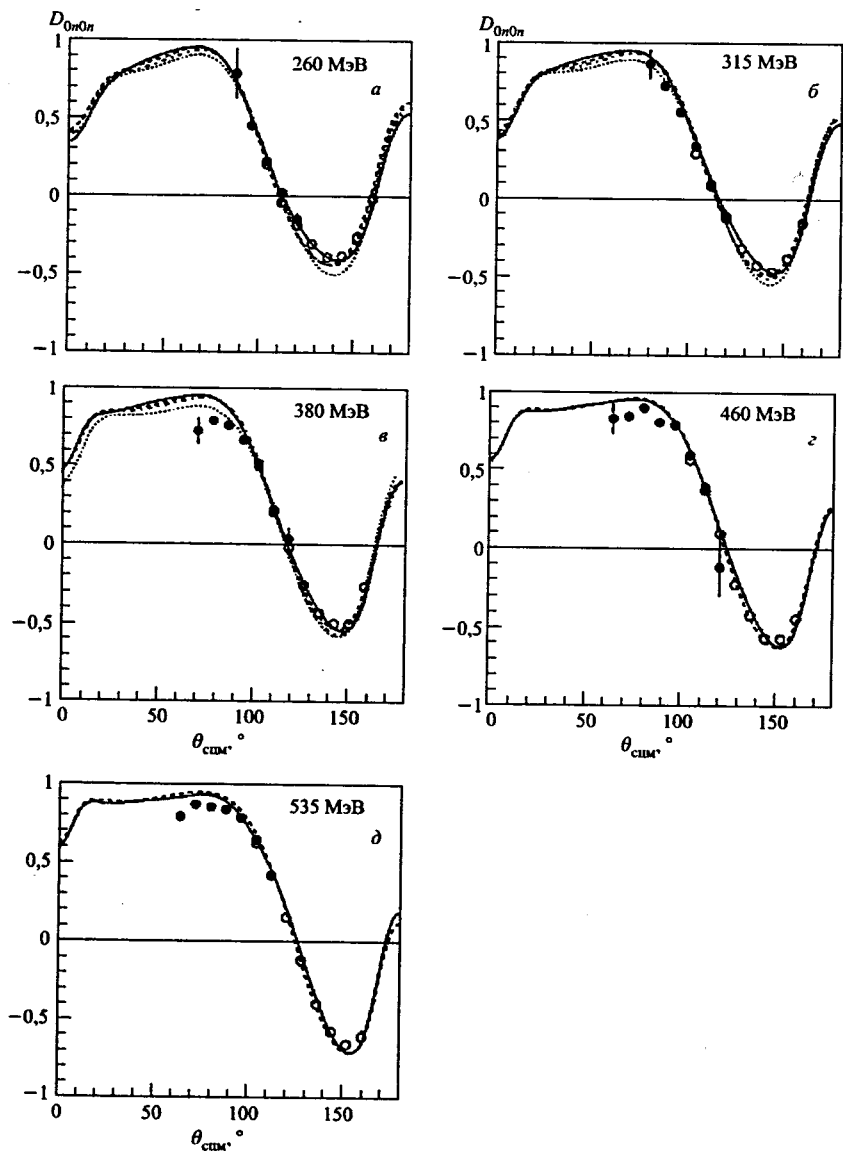


Рис. 8. Коэффициенты деполаризации  $D_{0n0n}$ . Наши данные.

В заключении перечислены основные результаты, полученные в диссертации.

Основные результаты диссертации заключаются в следующем:

1. При участии автора диссертации в PSI введен в эксплуатацию спектрометрический комплекс для измерений одно-, двух- и трехспиновых наблюдаемых в упругом  $np$ -рассеянии, при энергиях нейтронов 200 - 590 МэВ и в диапазоне углов рассеяния  $60^\circ - 180^\circ$  в системе центра масс, использующий поляризованный нейтронный пучок и протонную поляризованную мишень.
2. Оработана методика калибровки отдельных узлов спектрометрического комплекса для измерения многоспиновых наблюдаемых в упругом  $np$ -рассеянии.
3. Проведены прецизионные измерения энергетического спектра и поляризации нейтронов из зарядообменной реакции  $^{12}\text{C}(pn)\text{X}$  с поляризованными протонами при энергии 590 МэВ.
4. Определен коэффициент передачи поляризации  $D_{k\text{ок}0}^c(0^\circ)$  в реакции  $^{12}\text{C}(pn)^{12}\text{N}$ .
5. С использованием разных комбинаций поляризационных состояний нейтронного пучка и протонов мишени и анализа спинового состояния протонов отдачи в упругом  $np$ -рассеянии проведены измерения коэффициентов асимметрии  $A_{000n}$ , коэффициентов поляризации  $P_{0n00}$ , коэффициентов корреляции поляризации  $A_{00nn}$  и  $A_{00sk}$ , коэффициентов деполаризации  $D_{0n0n}$ , коэффициентов переноса поляризации  $K_{0s'k0}$  и  $K_{0s'z0}$  и трехспиновых коэффициентов  $N_{0s'kn}$  и  $N_{0s'sn}$  в диапазоне энергий 230 - 590 МэВ и углов рассеяния в системе центра масс  $60^\circ - 124^\circ$ . В совокупности получено более 350 значений спиновых наблюдаемых в указанной области энергий и углов рассеяния.

Сравнение наших экспериментальных данных с результатами, полученными в других экспериментах, где такие имеются, показывает, что во многих случаях измеренные нами спиновые наблюдаемые получены впервые, и там, где экспериментальные данные уже имеются, полученные нами новые результаты существенно улучшают опубликованные данные.

Полученные новые экспериментальные данные существенным образом улучшили базу данных, касающихся спиновых наблюдаемых в упругом нейтрон-протонном рассеянии. Новые результаты, в совокупности с результатами, полученными в экспериментах по изучению спиновых наблюдаемых в протон-протонных взаимодействиях, позволяют восстановить параметры матрицы рассеяния для  $I = 0$  и, таким образом, завершить осуществление полного эксперимента в упругом  $NN$ -рассеянии в исследуемой области энергий.

Новые экспериментальные данные будут также способствовать улучшению решений фазового анализа. Анализ имеющихся в настоящее время отклонений теоретических предсказаний, полученных на основе разных модельных потенциалов и данных, полученных в эксперименте, сможет содействовать улучшению имеющихся теоретических моделей.

**Основные результаты диссертации опубликованы в работах:**

- [1]: A. Ahmidouch, J. Arnold, B. van den Brandt, ... M. Finger.Jr., ... et al.,  
*Spin Observables in Neutron-Proton Elastic Scattering*,  
PSI Nuclear and Particle Physics Newsletter 1992, Annex 1. Annual Report 1992,  
pages 33-36
- [2]: A. Ahmidouch, J. Arnold, B. van den Brandt, ... M. Finger.Jr., ... et al.,  
*Spin Observables in Neutron-Proton Elastic Scattering*,  
PSI Nuclear and Particle Physics, Newsletter 1993, Annex I Annual Report 1993,  
pages 43-45
- [3]: A. Ahmidouch, Ph. Demierre, N. Goujon, ...M. Finger.Jr., ... et al.,  
*Spin Observables in Neutron-Proton Elastic Scattering at PSI*,  
Proceedings of the XIVth International Conference on Few Body Problems in Physics  
(ICFBP-14), Williamsbourg, VA, USA, May 25-31, 1994, 343-347
- [4]: A. Ahmidouch, Ph. Demierre, N. Goujon, ... M. Finger.Jr., ... et al.,  
*Spin Observables in Neutron-Proton Elastic Scattering*,  
Proceedings of the International Conference on Mesons and Nuclei at Intermediate  
Energies (M&N'94), Dubna, Russia, 3-7 May 1994, pages 91-96  
Editors: M.Kh.Khankhasayev, Zh.B.Kurmanov JINR, (World Scientific)
- [5]: A. Ahmidouch, J. Arnold, B. van den Brandt, ... M. Finger.Jr., ... et al.,  
*Spin Observables in Neutron-Proton Elastic Scattering*,  
Contributions to the 8th Symposium on Polarization Phenomena in Nuclear Physics,  
Bloomington, Indiana, USA, September 15-22, 1994, pages 68-69
- [6]: A. Ahmidouch, J. Arnold, B. van den Brandt, ... M. Finger.Jr., ... et al.,  
*Spin Observables in Neutron-Proton Elastic Scattering*,  
Proceedings of the XIth Symposium on High Energy Spin Physics, SPIN'94  
Bloomington, Indiana, USA, September 15-22, 1994, 6 pages
- [7]: B. van den Brandt, M. Daum, W. Hajdas, ...M. Finger.Jr., ... et al.,  
*The Nucleon Facility at PSI*,  
Proceedings of the International Conference on Mesons and Nuclei at Intermediate  
Energies (M&N'94), Dubna, Russia, 3-7 May 1994, pages 801-807  
Editors: M.Kh.Khankhasayev, Zh.B.Kurmanov JINR, (World Scientific)
- [8]: J. Arnold, B. van den Brandt, M. Daum, ...M. Finger.Jr., ... et al.,  
*Spin Observables in Neutron-Proton Elastic Scattering*,  
PSI Annual Report 1994/Annex I, Nuclear and Particle Physics Muons in Solid- State  
Physics and Chemistry, page 25
- [9]: J. Arnold, B. van den Brandt, M. Daum, ... M. Finger.Jr., ... et al.,  
*Analyzing Power of the Reaction  $np-d\pi^0$  between 310 MeV and 580 MeV*,  
PSI Annual Report 1994/Annex I, Nuclear and Particle Physics Muons, In Solid-State  
Physics and Chemistry, page 26
- [10]: J. Arnold, B. van den Brandt, M. Daum, ... M. Finger.Jr., ... et al.,  
*Two- and Three-Spin Observables in Neutron-Proton Elastic Scattering*,  
Proceedings of the Deuteron-95, Dubna, Russia, July 4-7, 1995, pages 82-89

- [11]: A. Ahmidouch, Ph. Demierre, N. Goujon-Naef, ... M. Finger.Jr., ... et al.,  
*Two- and Three-Spin Observables in  $np$  Elastic Scattering at PSI*,  
Proceedings of the 12th International Symposium on High-Energy Spin Physics  
[SPIN96], pages 588-590, September 10-14, 1996, Amsterdam, The Netherlands, Edited  
by C.W. de Jager, T.J.Ketel, P.J. Mulders, J.E.J. Oberski and M.Oskam-Tamboezer,  
NIKHEF, Amsterdam, Copyright 1997 by World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.,  
ISBN 981-02-3052-4
- [12]: J. Arnold, J. Franz, H. Lacker, E. Rossle, ...M. Finger.Jr., ... et al.,  
*Analyzing Power of  $np-d\pi^0$  between 310 and 580 MeV*,  
Proceedings of the 12<sup>th</sup> International Symposium on High-Energy Spin Physics  
[SPIN96], pages 543-545, September 10-14, 1996, Amsterdam, The Netherlands, Edited  
by C.W. de Jager, T.J.Ketel, P.J.Mulders, J.E.J. Oberski and M.Oskam-Tamboezer,  
NIKHEF, Amsterdam, Copyright 1997 by World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.,  
ISBN 981-02-3052-4
- [13]: J. Arnold, B. van den Brandt, M. Daum, ... M.J. Finger, ... et al.,  
*New Investigations of the Polarized Neutron Beam in NA2*,  
PSI-F1-Newsletter 1996, Nuclear and Particle Physics, Muons in Solid-State Physics  
and Chemistry, page 22, Editors: D.Herlach and P.-R.Kettle (Scientific), C.Buchli  
(Technical), February 1997
- [14]: J. Arnold, B. van den Brandt, M. Daum, R. Drevenak, ...M.Finger.Jr., ... et al.,  
*Asymmetries in the Reaction  $np \rightarrow pp\pi^-$* ,  
PSI Newsletter 1997/Annex I, Nuclear and Particle Physics, Muons in Solid-State  
Physics and Chemistry, page 20
- [15]: J. Arnold, B. van den Brandt, M. Daum, Ph. Demierre, ... M. Finger.Jr., ... et al.,  
*Spin Observables in Neutron-Proton Elastic Scattering in the Energy Range  
200-560 MeV*,  
Proceedings of DEUTERON97 Conference, JINR Dubna, July 2-5, 1997, Russia, 10 pag
- [16]: A. Ahmidouch, J. Arnold, B. Van den Brandt, M. Daum, ... M. Finger.Jr. ... et al.,  
*Spin Observables in Neutron-Proton Elastic Scattering*  
Eur. Phys. J. C2, N4 (1998) 627-641
- [17]: J. Arnold, B. Van den Brandt, M. Daum, ... M. Finger, Jr. ... et al.,  
*Kinetic Energy Spectrum and Polarization of Neutrons from the Reaction  $12C(p,n)X$   
at 590 MeV*,  
Eur. Phys. J. A2 (1998) 411-415
- [18]: M. Finger, Jr.  
Study of Spin Effects in Nucleon-Nucleon Interactions at Intermediate Energies  
Acta Polytechnica Vol.38, No 3, 1998, pages 73-76, ISSN 1210-2790
- [19]: J. Arnold, B. Van den Brandt, M. Daum, Ph. Demierre, ... M. Finger (Jr), ... et al.,  
*Study of Spin Effects in Neutron-Proton Interactions at Intermediate Energies at PSI*  
Czech.J.Phys. 49/S2 (1999), 17-22
- [20]: J. Arnold, B. Van den Brandt, M. Daum, Ph. Demierre, ...M. Finger.Jr., ... et al.,  
Spin Effects in Nucleon-Nucleon Interactions at Intermediate Energies  
Laboratory of Nuclear Problems of Joint Institute for Nuclear Research in  
1996-2000, JINR Dubna (1999)162-166, ISBN 5-85165-535-6, Ed. V.Bednyakov

- [21]: J. Arnold, B. Van den Brandt, M. Daum, Ph. Demierre, R. ... M. Finger(Jr), ... et al., *SPIN Project-I. Study of Spin Effects in Neutron-Proton Interactions at Intermediate Energies at PSI*  
Joint Institute for Nuclear Research, Research Program of the Laboratory of High Energies, JINR Dubna (1999) 127-129. ISBN 5-85165-544-5. Ed. A.M.-Baldin et al
- [22]: B. van den Brandt, M. Daum, P. Hautle, J. A. Konter, ... M. Finger(Jr), ... et al., *The Nucleon Facility at PSI*  
Czech.J.Phys. 49/S2 (1999) 23-28
- [23]: Ph. Demierre, N. Goujon-Naef, R. Hess, ...M. Finger Jr, ... et al., *Spin Observables in np Elastic Scattering at PSI*  
Proceedings of 13th International Symposium on High Energy Spin Physics (SPIN'98), September 8-12, 1998, Protvino, Russia. Eds. N.E. Tyurin et al, Copyright 1999 by World Scientific Co. Pte. Ltd., ISBN 981- 02-3666-2, (1999) 371-373
- [24]: SPIDER Collaboration LNP:  
M. Finger, M. Finger, Jr., A. Janata, M. Slunecka  
*Asymetries in the Reaction  $np\text{-}pp\pi^-$*   
Laboratory of Nuclear Problems of Joint Institute for Nuclear Research in 1996-2000, JINR Dubna (1999) 48-49. ISBN 5-85165-535-6. Ed. V.Bednyakov
- [25]: J. Arnold, B. Van den Brandt, M. Daum, Ph. Demierre, ... M. Finger, Jr, ... et al., *Measurement of Spin Observables in Neutron-Proton Elastic Scattering. Part I: Correlation Parameters*  
Eur. Phys. J. C 17 (2000) 67-81
- [26]: J. Arnold, B. Van den Brandt, M. Daum, Ph. Demierre, ...Finger, Jr, ... et al., *Measurement of Spin Observables in Neutron-Proton Elastic Scattering. Part II: Rescattering Parameters*  
Eur. Phys. J. C 17 (2000) 83-95
- [27]: Фингер Михаэл  
*Спиновые наблюдаемые в упругом пр-взаимодействии в области энергий 230-590 МэВ. Полный эксперимент.*  
Письма в ЭЧАЯ. 2007. Т.4. № 6 (142). С.840-846.
- [28]: Фингер Михаэл  
*Спиновые наблюдаемые в упругом пр-взаимодействии в области энергий 200-600 МэВ. Полный эксперимент.*  
ЭЧАЯ. Вып. 3., Т. 39 (2008) 681-734

Получено 9 июля 2008 г.