

ОБЪЕДИНЁННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи
УДК 539.125+539.126.3+539.172.12

Шмакова Вера Васильевна

ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ ВБЛИЗИ ПОРОГА С ОБРАЗОВАНИЕМ 1S_0
ПРОТОННЫХ ПАР В ПОЛЯРИЗАЦИОННОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ НА УСТАНОВКЕ
АНКЕ-COSY

Специальность 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна
2017

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. Дзержелева
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук,
н. с. Сергей Николаевич ДЫМОВ

Научный консультант: доктор физико-математических наук, доцент
в. н. с. Юрий Николаевич УЗИКОВ

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
с. н. с. Юрий Тимофеевич КИСЕЛЕВ
(ФГБУ ГНЦ РФ ИТЭФ, Москва)

доктор физико-математических наук,
г. н. с. Николай Николаевич НИКОЛАЕВ
(ИТФ им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка)

Ведущая организация: Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ
(Москва)

Защита диссертации состоится “___” _____ 2017 года в ___ часов на заседании дис-
сертационного совета Д 720.001.03 в Объединенном институте ядерных исследований, г.
Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного института ядерных ис-
следований.

Автореферат разослан “___” _____ 2017 года.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук

Г. А. Карамышева

Общая характеристика работы

Актуальность проблемы

Современная теория сильных взаимодействий — квантовая хромодинамика (КХД), описывает взаимодействие кварков и глюонов. Пертурбативные расчёты в КХД с разложением по константе связи $\alpha_s(Q^2)$ возможны только при высоких энергиях и больших переданных импульсах Q , т. к. при уменьшении переданного импульса константа связи возрастает вследствие конфайнмента цвета. В области низких энергий КХД применима при использовании непертурбативных методов, таких как расчёты на решётках, возможности которых ограничены вычислительными мощностями компьютеров. Для описания NN - взаимодействий при низких энергиях традиционно используются феноменологические потенциалы [6–10], не связанные непосредственно с КХД.

Возможность применения КХД для описания взаимодействий адронов при низких энергиях даёт эффективная низкоэнергетическая теория — киральная теория возмущений (χ РТ), основные принципы которой сформулированы в работах Вайнберга [11–13]. Вместо исходного лагранжиана КХД, записанного в терминах кварковых и глюонных полей, вводится эффективный лагранжиан в терминах адронных полей — мезонов и нуклонов. В качестве эффективного кирального лагранжиана используется лагранжиан наиболее общего вида, удовлетворяющий всем симметриям исходного лагранжиана, в том числе, спонтанно нарушенной киральной симметрии КХД. Теория возмущений строится как разложение по положительным степеням ν отношения $(Q/\Lambda_\chi)^\nu$, где Q — характерный 3-импульс конкретного адронного процесса, а Λ_χ — характерный адронный масштаб ~ 1 ГэВ. Радикальное отличие χ РТ от феноменологических моделей NN -взаимодействий состоит в том, что χ РТ тесно связана с КХД киральной симметрией. Киральная симметрия диктует операторную структуру всех членов эффективного лагранжиана, при этом вклады тяжёлых мезонов и нуклонных резонансов, не учитываемые явным образом в киральной эффективной теории, интегрированы в параметры теории, называемые низкоэнергетическими константами (LEC — low energy constant). Однако, численные значения этих констант не фиксируются киральной симметрией и их необходимо извлекать из экспериментальных данных.

Низкоэнергетическая константа d в лагранжиане определяет силу контактного члена $(NN)^2\pi$. Эта константа появляется при описании реакции одиночного пионного рождения $NN \rightarrow NN\pi$, а также входит в матричные элементы ряда других малонуклонных процессов, таких как реакция горения водорода $pp \rightarrow de^+\nu_e$, реакции развала дейтрона под действием нейтрино, поглощения пиона на дейтроне с рождением фотона $\pi^-d \rightarrow nn\gamma$, захвата μ -мезона на дейтроне $\mu^-d \rightarrow nn\nu_\mu$, бета-распада трития и других. Низкоэнергетическая константа d , будучи определена из одного процесса, далее может быть использована в расчётах наблюдаемых величин для других процессов. В настоящее время, значение параметра d получено с большими ошибками из данных по β -распаду трития [14], более точные

результаты ожидаются из данных эксперимента MuSun по реакции $\mu^- d \rightarrow nn\nu_\mu$ [15], которые находятся в стадии обработки. Сравнение значений этого параметра, извлечённых из различных процессов, должно послужить важной проверкой самосогласованности теоретического подхода.

Возможность извлечь константу d из двухнуклонного взаимодействия дают реакции однопинного рождения в NN столкновениях. При этом, необходимо рассматривать процессы с рождением p -волновых пионов $NN \rightarrow NN\pi$, которые связывают S -волновые пары начальных и конечных нуклонов.

Вершина $(NN)^2\pi$ взаимодействия присутствует в процессе $pp \rightarrow pn\pi^+$, в котором конечная NN пара находится в спин-триплетном S -состоянии 3S_1 , а начальная — в спин-синглетном 1S_0 . Однако, извлечь константу d из этого процесса с высокой точностью едва ли возможно, так как контактный член даёт вклад только в переход ${}^1S_0 \rightarrow {}^3S_1p$ и не даёт вклада в переход ${}^1D_2 \rightarrow {}^3S_1p$, амплитуда которого значительно больше из-за сильной связи начального NN канала с каналом возбуждения $\Delta(1232)$ -изобары.

Другой разрешённый переход с d -членом содержит спин-синглетную ($S = 0$) S -волновую пару нуклонов 1S_0 в конечном состоянии с p -волновым пионом. Такой переход осуществляется в изосинглетном ($I = 0$) канале реакции $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$, в котором возбуждение $\Delta(1232)$ запрещено сохранением изоспина. Здесь $\{pp\}_s$ обозначает pp -пару в 1S_0 состоянии, выделяемую в эксперименте путём ограничения энергии возбуждения в паре E_{pp} значениями $E_{pp} < 3$ МэВ. Реакция $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ с образованием спин-синглетного дипротона является наиболее чистой для надёжного определения d -члена.

Цель работы

Целью диссертационной работы является экспериментальное изучение квази-свободной реакции $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ вблизи энергии 353 МэВ на нуклон.

Для получения информации о переходе ${}^3S_1 \rightarrow {}^1S_0p$, содержащем контактное взаимодействие, необходимо провести парциально-волновой анализ амплитуд реакции $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$. Для того, чтобы отделить изовекторный канал ($I = 1$) от изоскалярного ($I = 0$) в амплитуде реакции, необходимо измерить одни и те же наблюдаемые для двух реакций $pp \rightarrow \{pp\}_s\pi^0$ и $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ в одинаковой кинематике. Обе эти задачи — выделение изоскалярного канала реакции $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ и проведение парциально-волнового анализа её спиновых амплитуд — являются основными задачами настоящей диссертации. Выбор энергии пучка 353 МэВ обусловлен тем, что это достаточно низкая энергия для применимости χ РТ и при этой энергии раньше уже была получена часть данных.

В рамках этих задач на установке ANKE (COSY-Juelich, Германия) была предложена программа исследований, включающая измерение дифференциального сечения и векторной анализирующей способности, а также спин-корреляционного коэффициента $A_{x,x}$ в процессе $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ при энергии $T_p = 0,353$ ГэВ. Результаты этих эксперимен-

тов, а также совместного парциально-волнового анализа данных реакций $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$ и $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$, положены в основу настоящей диссертации.

Дифференциальное сечение и анализирующая способность реакции $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ были получены в эксперименте TRIUMF [16, 17] в квазисвободном pd -взаимодействии при $T_p = 0,353$ ГэВ, однако, угловой диапазон этих результатов не включает в себя области углов вылета пиона вперёд и назад, особо важные при разложении по парциальным волнам. Анализирующая способность также была измерена при $T_n = 345$ МэВ в PSI [18], однако, при этом использовалось ограничение по энергии возбуждения $E_{pp} < 6$ МэВ, в связи с чем были возможны примеси pp триплетных p -волн, кроме того, результаты в области вылета пионов назад имеют значительные погрешности. В связи с этим, возникла задача расширения углового диапазона измеренного дифференциального сечения ($d\sigma/d\Omega$) и векторной анализирующей способности $A_y(\theta)$, и дополнения набора наблюдаемых измерением спиновых корреляций $A_{x,x}$ и $A_{x,z}$, что означало бы проведение полного поляризационного эксперимента.

Научная новизна

В диссертации описаны впервые проведенные измерения дифференциального сечения, анализирующей способности $A_y(\theta)$ и спин-корреляционных коэффициентов $A_{x,x}$ и $A_{y,y}$ реакции $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ в полном угловом диапазоне при энергии пучка 353 МэВ. Измерения, проведенные в данной работе в одинаковых кинематических условиях с данными по процессу $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$ [19], позволили впервые определить с точностью до дискретной неоднозначности обе спиновые амплитуды изоскалярного канала реакции $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ и провести парциально-волновой анализ этих амплитуд с учётом вклада s -, p - и d - волн π -мезона.

Теоретическая ценность и практическая значимость

Практическая и научная значимость полученного результата состоит в том, что выделение амплитуды перехода ${}^3S_1 \rightarrow {}^1S_0 p$, которая содержит низкоэнергетический параметр киральной теории d , даёт необходимую информацию для извлечения этого параметра из данных по реакции $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$. Сравнение с результатами для константы d , ожидаемыми из других данных, позволит проверить самосогласованность χ РТ-теории. В то же время результаты проведённого анализа показывают, что для устранения дискретной неоднозначности в полученных решениях для парциальных волн необходимо выполнить измерение коэффициента спиновой корреляции $A_{x,z}$, как наиболее чувствительного к виду найденных решений. Предложение соответствующего эксперимента было сделано на ANKE-COSY [21] и одобрено программным комитетом COSY. Другим вариантом применения полученных результатов парциально-волнового анализа и устранения его неоднозначности будет использование найденных амплитуд процессов $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ и $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$ для описания данных о реакции развала дейтрона $pd \rightarrow \{pp\}_s n$ при той же энергии 350 МэВ в условиях кинематики упругого pd -рассеяния назад [22].

Методическим результатом данной работы стала разработка процедур анализа данных, полученных с мишенью с протяжённой накопительной ячейкой в эксперименте с поляризованным пучком и мишенью. Эта методика применялась в анализе ряда процессов в измерениях с двойной поляризацией на ANKE [23–25] и может быть использована в других экспериментах с накопительной ячейкой.

На защиту выносятся:

1. Впервые проведенное измерение дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega$ и протонной анализирующей способности A_y^p процесса $\vec{p}n \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ при энергии протонного пучка $T_p = 353$ МэВ в полном угловом интервале при низкой энергии возбуждения дипротона $E_{pp} < 3$ МэВ.
2. Определение протонной анализирующей способности A_y^p с использованием временной информации с вершинного детектора ANKE, обеспечивающее сравнение с результатами TRIUMF в одинаковых условиях $E_{pp} < 1,5$ МэВ.
3. Разработка методик определения поляризации пучка и мишени в эксперименте с двойной поляризацией, учёта фона и восстановления координаты вершины взаимодействия при измерении с мишенью с накопительной ячейкой.
4. Определение дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega$, протонной A_y^p и нейтронной A_y^n анализирующих способностей для процесса $\vec{n}\vec{p} \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ из данных эксперимента с двойной поляризацией.
5. Впервые проведенное измерение спиновых корреляционных коэффициентов $A_{x,x}$ и $A_{y,y}$ в реакции $\vec{n}\vec{p} \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ при $T_n = 353$ МэВ.
6. Проведение совместного парциально-волнового анализа процессов $pp \rightarrow \{pp\}_s\pi^0$ и $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ при энергии 353 МэВ. Обоснование необходимости измерения коэффициента $A_{x,z}$ в процессе $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$.
7. Первое измерение спиновых корреляционных коэффициентов $A_{x,x}$ и $A_{y,y}$ для реакции $\vec{n}\vec{p} \rightarrow d\pi^0$.

Апробация работы

Материалы диссертации были доложены автором на международных конференциях SPIN'2012 (Дубна, Россия, 17-22.09.2012), MESON'2012 (Краков, Польша, 31.05-5.06.2012), заседаниях немецкого физического общества DPG Meetings 2011, 2012, 2013 гг. и рабочих совещаниях пользователей синхротрона COSY CANU-FFE 2011 и 2013 гг.

Личный вклад соискателя в решение рассматриваемых в диссертации задач является определяющим. Автор принимал участие во всех этапах выполнения работы, включая проведение экспериментов, обработку и анализ данных и подготовку публикаций полученных результатов. Результаты измерений дифференциального сечения и поляризационных наблюдаемых в реакции $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$, а также парциально-волнового анализа этой реакции получены автором.

Публикации

Диссертация основана на работах [1–5], опубликованных в журналах “Physics Letters B”, “Physical Review C”, “European Physics Journal” и “Физика элементарных частиц и атомного ядра”, рекомендованных ВАК.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка литературы и приложения. Общий объем диссертации составляет 125 страниц и включает в себя 35 рисунков и 9 таблиц. Библиография содержит 96 наименований. Рисунки и таблицы нумеруются по главам.

Основное содержание работы

Во введении обоснована актуальность исследуемой проблемы, сформулированы цели работы, перечислены полученные новые результаты, а также приведена структура диссертации.

В первой главе описана проблема применимости теории сильного взаимодействия КХД в области низких энергий и определения констант контактного взаимодействия киральной теории возмущений в двух- и трёхнуклонных взаимодействиях. При этом обоснована необходимость получения новых экспериментальных данных в процессе $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ и приведён краткий обзор экспериментальной ситуации в изучении этого процесса.

Квантовая хромодинамика основана на цветовой $SU_c(3)$ калибровочной группе и поэтому является неабелевой калибровочной теорией поля. Из неабелева характера теории следует асимптотическая свобода КХД, т. е. константа связи сильных взаимодействий $\alpha_s(Q^2)$ логарифмически уменьшается с ростом квадрата переданного импульса $Q^2 \rightarrow \infty$, $\alpha_s(Q^2) \sim 1/\ln Q^2$. Однако это же самое свойство теории приводит к возрастанию бегущей константы связи $\alpha_s(Q^2)$ при малых переданных импульсах. По этой причине построение теории сильных взаимодействий как теории возмущений с разложением по константе связи по $\alpha_s(Q^2)$ возможно только при высоких энергиях. Киральная эффективная теория поля χ РТ была введена, как эффективная низкоэнергетичная теория по отношению к КХД [26]. В основе этой эффективной теории лежит явление, называемое спонтанным нарушением киральной инвариантности КХД [27]. Если ограничиться сектором u и d кварков, т. е. исключить странные и тяжелые кварки из рассмотрения, то массы токовых кварков малы ($m_u = 4$ МэВ, $m_d = 6$ МэВ) по сравнению с характерным масштабом КХД $M \sim 1$ ГэВ [27].

Поэтому хорошим приближением должен быть киральный предел, в котором массы токовых кварков равны нулю $m_q = 0$. Тогда, используя известное свойство матричных элементов гамма-матриц Дирака γ^μ по биспинорам $\bar{\psi}\gamma^\mu\psi = \bar{\psi}_L\gamma^\mu\psi_L + \bar{\psi}_R\gamma^\mu\psi_R$, где $\psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi$ и $\psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi$ - левые и правые кварковые поля, кварковый член лагранжиана КХД в киральном пределе можно записать в виде

$$L_{QCD}^0 = \sum_f (\bar{\psi}_{fR} i\gamma^\mu D_\mu \psi_{fR} + \bar{\psi}_{fL} i\gamma^\mu D_\mu \psi_{fL}). \quad (1)$$

Из этого выражения следует, что в киральном пределе левые и правые компоненты безмассовых кварков не смешиваются, и лагранжиан является суммой вкладов левых и правых кварков $L_{QCD} = L_L + L_R$. Изоспиновая симметрия $SU(2)$ при этом расширяется до независимых изоспиновых симметрий отдельно для левых и правых кварков $SU_L(2) \times SU_R(2)$. Математически эта симметрия эквивалентна симметрии относительно группы $SU_V(2) \times SU_A(2)$, включающей векторные (V) и аксиально-векторные (A) $SU(2)$ преобразования. Таким образом, согласно обсуждаемой киральной симметрии лагранжиана (1), в мире адронов наряду с хорошо известными изотопическими мультиплетами ($SU_V(2)$ -симметрия), должны существовать также и зеркальные мультиплеты ($SU_A(2)$ -симметрия), которые содержат такие же состояния с одинаковыми массами и спинами, но противоположны по P -четности. Однако зеркальные мультиплеты адронов в природе не наблюдаются. Такая ситуация называется спонтанным (динамическим) нарушением симметрии. По теореме Голдстоуна [28], при спонтанном нарушении непрерывной симметрии, возникают безмассовые бозоны с квантовыми числами генераторов нарушенной симметрии. В данном случае нарушенной $SU_A(2)$ симметрии эти квантовые числа совпадают с квантовыми числами изотриплета пионов $J^P = 0^-, T = 1$. Строго безмассовых сильно взаимодействующих частиц в природе не существует, в то же время пионы имеют необычно малую массу, 135 – 140 МэВ, что много меньше, чем типичная адронная масса ~ 1 ГэВ. Согласно предположению Намбу [29], пионы являются (псевдо)голдстоуновскими бозонами.

В основополагающих работах Вайнберга [11–13] сформулированы принципы χ РТ. Вместо исходного лагранжиана КХД, записанного в терминах кварковых и глюонных полей, вводится эффективный лагранжиан L_{eff} в терминах адронных полей — мезонов и нуклонов. В адронном спектре имеется большой разрыв между массами пионов и векторных мезонов $\rho(770)$ и $\omega(782)$. Поэтому, естественно предположить, что масса пиона задает мягкую шкалу, $Q \sim m_\pi$, которая в киральном пределе обращается в ноль $m_\pi = 0$. Масштаб Λ_χ , с которым следует сравнивать массу пиона или импульс Q конкретного адронного процесса, рассматриваемого в рамках эффективной теории, имеет порядок ~ 1 ГэВ. Киральная симметрия диктует структуру операторов взаимодействия, а его интенсивность определяется низкоэнергетическими параметрами теории, которые необходимо извлекать из эксперимен-

тальных данных. Один из ключевых параметров этой теории – контактный $(NN)^2\pi$ член – входит в процессы рождения пионов $NN \rightarrow NN\pi$ вблизи порога, горения водорода $pp \rightarrow de^+\nu_e$, захвата μ^- -мезона дейтроном $\mu^-d \rightarrow nn\nu_\mu$ и другие. Среди других процессов однопионного рождения реакция $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ является наиболее предпочтительной для определения силы контактного взаимодействия. В связи с этим основной задачей диссертации было получение новых поляризационных данных об этом процессе.

При ограничении s-, p- и d- волнами π -мезонов, рождающихся в реакции $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$, эта реакция описывается 5-ю парциальными амплитудами. Поэтому для проведения парциально-волнового анализа необходимо измерить девять независимых вещественных параметров (наблюдаемых), ¹ что позволит модельно-независимым образом извлечь контактный d-член $(NN)^2\pi$. Часть необходимой информации была получена из измерения неполяризованного дифференциального сечения реакции $pp \rightarrow \{pp\}_s\pi^0$ в эксперименте WASA-CELSIUS при энергии пучка 350 МэВ [30], позволившем получить два коэффициента разложения дифференциального сечения по степеням $\cos\theta$. Измерение A_y и $d\sigma/d\Omega$ в квазисвободном процессе $np \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ потенциально позволяет найти большее число коэффициентов в разложении по $\cos\theta$. На основе данных эксперимента TRIUMF [16, 17] по измерению A_y и $d\sigma/d\Omega$ в процессе $np \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ при энергии 353-440 МэВ авторы этого эксперимента провели парциально-волновой анализ с учетом пяти амплитуд. Однако угловой диапазон значительно уже полного интервала $[0, \pi]$, поэтому процедура выделения коэффициентов разложения по полиномам Лежандра в этом случае неоднозначна в принципе. И авторы [16] фактически нашли несколько решений парциально-волнового анализа для всех энергий, затрудняясь выбрать физически значимое решение. Данные для анализирующей способности из PSI [18] были получены с ограничением на энергию возбуждения $E_{pp} < 6$ МэВ и поэтому не могут быть использованы в парциально-волновом анализе амплитуд рассматриваемой здесь реакции $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ в котором требуется выделение 1S_0 протонной пары. Неполяризованное сечение реакции $dp \rightarrow p_{sp}pp\pi^-$ для рассматриваемой области энергий также было получено коллаборацией *COSY – TOF* [31]. Несмотря на то, что пара pp была выделена, недостаточная статистика не позволила выделить события с ограничением на энергию возбуждения $E_{pp} < 3$ МэВ. Таким образом, до проведения экспериментов, рассматриваемых в данной работе, при энергии пучка 353 МэВ были получены данные только о $d\sigma/d\Omega$ и A_y в неполном угловом диапазоне. Целью эксперимента ANKE [21] являлось расширить угловой диапазон $A_y(\theta)$ и дополнить набор наблюдаемых измерением спиновых корреляций $A_{x,x}$ и $A_{x,z}$, что позволило бы провести полный поляризационный эксперимент, т. е. найти модули обеих спиновых амплитуд и их относительную фазу, на этом основании провести парциально-волновой анализ и тем самым выделить амплитуду перехода $^3S_1 \rightarrow ^1S_0p$, содержащую контактный d-член.

¹Общая для всех амплитуд фаза неизмерима и поэтому может быть выбрана произвольно.

Во второй главе дано описание синхротрона COSY [32] и частей установки ANKE [33], использованных для получения представляемых результатов. В ней также приводятся условия и методика проведенного эксперимента.

Синхротрон COSY обеспечивает ускорение неполяризованных и поляризованных протонных и дейтронных пучков до импульсов 295 МэВ/с — 3.65 ГэВ/с. На одном из прямолинейных участков кольца ускорителя COSY расположен магнитный спектрометр заряженных частиц ANKE (рис. 1). Основными компонентами спектрометра являются магнитная система, внутренняя мишень и несколько детекторных систем (боковые детекторы положительных и отрицательных частиц, передний и вершинный детекторы). Магнитная система ANKE состоит из трёх дипольных магнитов. Два магнита D1 и D3 изменяют траекторию пучка ускорителя, отклоняя его на угол α (варьируется в пределах $0^0 - 10.6^0$) с внутренней орбиты на мишень в мишенной камере и возвращая пучок на стационарную орбиту после его взаимодействия с мишенью. Главный спектрометрический магнит D2 отклоняет пучок на угол 2α .

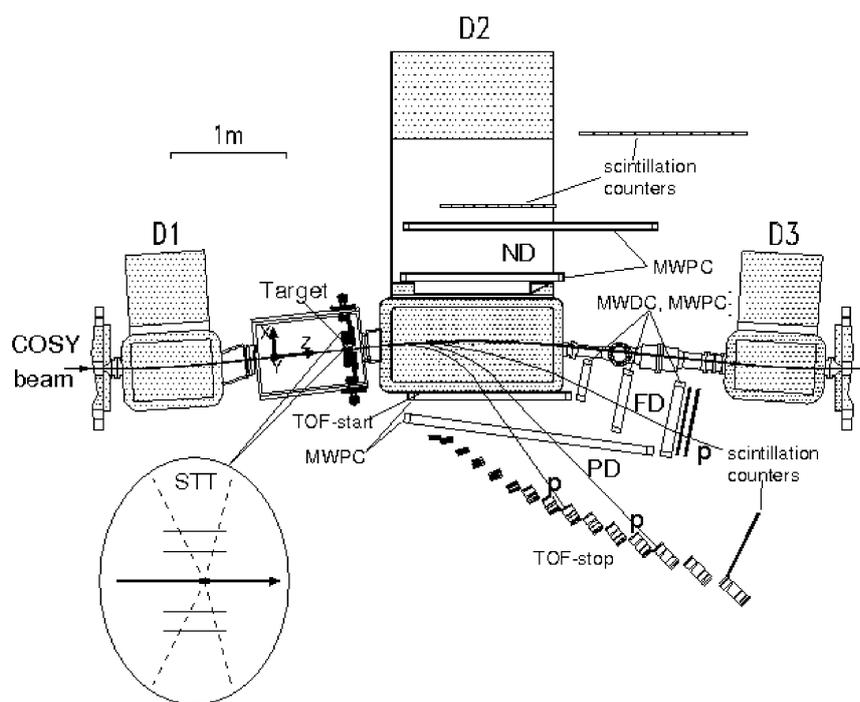


Рис. 1: Схема магнитного спектрометра ANKE.

В экспериментах использовались два типа мишеней: кластерная мишень, которая производила неполяризованные дейтериевые струи высокой плотности (до 10^{14} атомов/см²), и поляризованная мишень с накопительной ячейкой, производившая поляризованные и неполяризованные пучки водорода. Накопительная ячейка представляет собой открытую с двух сторон Т-образную трубку, в которую нагнетается газ из источника ABS. Размер трубки $20 \times 15 \times 370$ мм³, стенки трубки делаются из алюминиевой фольги толщиной 20 мкм, покрытой 5 мкм слоем тефлона, препятствующим поверхностной рекомбинации поляри-

зованных атомов. Поляризация газа в ячейке сохраняется благодаря рассеянному полю магнита D2. Главная вертикальная компонента поля на всём протяжении ячейки и входной трубки превышает критическую величину, необходимой для сохранения поляризации. Результирующая плотность мишени равна $1.3 \cdot 10^{13}$ ат/см².

Следующие детекторные системы использовались для измерения пионного рождения в pn -столкновениях: передний детектор (FD – Forward Detector), детектор положительно заряженных частиц (PD – Positive Detector), детектор отрицательно заряженных частиц (ND – Negative Detector) и вершинный детектор — кремниевый трековый телескоп (STT – Silicon Tracking Telescope). Во всех этих детекторах, за исключением STT, используются многопроволочные пропорциональные камеры для восстановления треков и сцинтилляционные счётчики для получения информации о времени пролёта и энергии частиц. В PD и ND время пролёта измеряется между стартовыми и стоповыми счётчиками. Для того чтобы это время было максимальным, стартовые детекторы расположены непосредственно за окном D2. Информация об энергетических потерях также используется для идентификации частиц. Пределы импульсного акцептанса детекторов положительно и отрицательно заряженных частиц (0.15–1.1) ГэВ/с, для переднего детектора — (0.4–3.7) ГэВ/с. STT предназначен для регистрации низкоэнергетичных протонов и дейтронов, вылетающих из мишени, и восстановления треков регистрируемых частиц. Телескоп состоит из трёх кремниевых детекторов, имеющих стриповую структуру на двух сторонах для определения координат трека частицы. Стрипы на разных сторонах каждого детектора расположены вертикально и горизонтально. Измерение энергетических потерь в каждом отдельном слое позволяет произвести идентификацию остановившейся частицы. Протон регистрируется в случае, когда он проходит как минимум один слой. Толщина слоев трекового телескопа в порядке от внутреннего к внешнему составляет 60 мкм, 300 мкм и 5100 мкм. Идентифицировать протоны по $\Delta E/E$ возможно для энергий от 2.5 до 40 МэВ.

В эксперименте, проводившемся в 2009 году, циркулировал вертикально поляризованный протонный пучок с кинетической энергией 353 МэВ. Направление поляризации менялось каждый цикл ускорителя (6 минут). В реакции $\vec{p}d \rightarrow \{pp\}_s \pi^- + p_{spec}$, быстрые протоны из пары $\{pp\}_s$, полученные при взаимодействии пучка с дейтериевой кластерной мишенью, регистрировались в переднем детекторе и в детекторе положительно заряженных частиц. Пионы, рождающиеся на малых углах с.ц.м., регистрировались в детекторе отрицательно заряженных частиц, а медленные спектаторные протоны p_{spec} — в вершинном детекторе STT.

Эксперимент с двойной поляризацией проводился в 2011 году с использованием поперечно поляризованного дейтронного пучка (поляризация переключалась раз в 10 минут) и поляризованной водородной мишени с накопительной ячейкой (направление поляризации менялось каждые 5 секунд). Энергия дейтронного пучка составляла 726 МэВ. Все протон-

ные пары из $\vec{d}\vec{p} \rightarrow \{pp\}_s\pi^- + p_{spec}$ регистрировались в PD, а спектаторные протоны на этот раз несли половину импульса пучка и, таким образом, попадали в FD.

Третья глава посвящена описанию обработки данных спектрометра ANKE, получаемых в экспериментах с однократной и двойной поляризацией. В этой главе представляются методы калибровки спектрометра, восстановления событий и выделения процессов в экспериментах на ANKE, приведена методика вычитания фона и восстановления вершины в измерениях с протяжённой накопительной ячейкой.

Для восстановления траекторий частиц в FD, PD и ND используется информация с многопроволочных пропорциональных и дрейфовых камер этих детекторов. Камеры располагаются в области рассеянного поля магнита D2, которое приводит лишь к незначительному отклонению треков от прямой линии. Это позволяет использовать в области детекторов простую модель прямого трека. Многократное кулоновское рассеяние также не оказывает существенного влияния на траекторию частицы между камерами и учитывается соответствующими допусками в процедуре распознавания треков.

При регистрации двух и более частиц в детекторах FD, PD и ND, для определения типа частиц может использоваться разность их измеренных времён попадания в сцинтилляционный счётчик. В случае рождения этих частиц в одном взаимодействии пучка с мишенью и из единой вершины, эта разность равна разности времён пролёта частиц от мишени до счётчиков Δ_{tof} . С другой стороны, предположив определённые значения масс пары частиц, разность времён пролёта $\Delta\tau(p_1, p_2)$ можно вычислить с учётом восстановленных импульсов и длин траекторий. Тогда, на графике зависимости между измеренной и вычисленной разностями события, для которых предполагаемые массы оказались верны, расположатся на диагонали. В эксперименте с протонным пучком только вторичный дейтрон из нормировочного процесса $pd \rightarrow d\pi^0 + p_{spec}$ регистрировался в FD, а значит, времяпролётный метод идентификации был неприменим. В этом случае, тип частицы определялся по ионизационным потерям в годоскопе FD. Процедура калибровки потерь энергии описана в работе [35]. Определение типа частиц в вершинном детекторе было возможно на основании ионизационных потерь энергии для частиц, остановленных во втором или третьем слое.

В эксперименте с одиночной поляризацией использовался вертикально поляризованный протонный пучок и дейтериевая кластерная мишень. Размеры пучка ($\sigma = 3 - 5$ mm) и дейтериевой струи ($\varnothing = 1$ см) не вносили существенной неопределённости в восстанавливаемые кинематические параметры и область взаимодействия считалась точечной в горизонтальной проекции. Задачей эксперимента являлось получение дифференциального сечения и векторной анализирующей способности процесса $\vec{p}n \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$, что требовало определения абсолютной светимости, а также поляризации пучка. Для этого необходимо было определить отношение светимостей, полученных с разными направлениями вектора поляризации пучка.

Для выделения процесса $pd \rightarrow \{pp\}_s \pi^- + p_{spec}$, протонная пара $\{pp\}_s$ регистрировалась в переднем и боковом детекторах, в дополнение к чему требовалось детектирование либо π^- в ND, либо спектаторного протона p_{spec} в STT. Протонные пары надёжно отделяются от других пар частиц и единственный источник фона при выделении дипротонных — случайные совпадения частиц, вклад которых не превышал 7%. На энергию возбуждения протонной пары (дипротона) было наложено ограничение $E_{pp} < 3$ МэВ.

Идентификация процесса $pd \rightarrow \{pp\}_s \pi^- + p_{spec}$ производилась по величине недостающей массы реакции. Уровень фона в случае регистрации π^- был низким (5 – 8%), что позволило использовать для него простое линейное описание. Основным источником фона при регистрации спектаторного протона был фон случайных совпадений. Для получения формы этого фона в спектрах недостающей массы использовались искусственно сконструированные события. Для выделения квазисвободной реакции $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ в событиях из пиков недостающей массы, энергия спектаторного протона ограничивалась сверху $T_{spec} < 6$ МэВ.

Для реакции $pd \rightarrow d\pi^0 + p_{spec}$ дейтрон в конечном состоянии детектировался в FD и выделялся по потерям энергии в годоскопе, примесь протонного фона при этом не превышала 10%. Спектаторный протон регистрировался в STT аналогично случаю $pd \rightarrow \{pp\}_s \pi^- + p_{spec}$, и здесь также использовалось ограничение $T_{spec} < 6$ МэВ. Процесс идентифицировался по величине недостающей массы, равной массе π^0 . Значения светимости и поляризации пучка определялись по данным квази-свободного процесса $\vec{p}n \rightarrow d\pi^0$. Из изотопической инвариантности следует, что сечение этого процесса равно половине сечения $pp \rightarrow d\pi^+$, а все спиновые наблюдаемые этих реакций совпадают. Значения дифференциального сечения и A_y для $pp \rightarrow d\pi^+$ при энергии 353 МэВ с хорошей точностью описываются фазовым анализом SAID [36], предсказания которого совпадают вблизи 353 МэВ с имеющимися экспериментальными данными с точностью 5% для сечения и 6% для A_y^p . Интегральная светимость была определена равной $L = (2312 \pm 110) \text{ нб}^{-1}$, среднее значение поляризации пучка с учётом ошибки нормировки составило $P = 0.66 \pm 0.06$.

В измерении с двойной поляризацией использовался вертикально векторно поляризованный дейтронный пучок и поляризованная водородная мишень ANKE с накопительной ячейкой. Целью эксперимента было измерение поперечных спин-корреляционных коэффициентов $A_{x,x}$ и $A_{y,y}$ в процессе $\vec{n}\vec{p} \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$, для чего было необходимо определить поляризацию пучка и мишени и относительные светимости для разных направлений векторов поляризаций. Реакция $dp \rightarrow \{pp\}_s \pi^- + p_{spec}$ выделялась по спектаторному протону, зарегистрированному в детекторе FD и двум протонам в PD. Спектатор p_{spec} , в противоположность случаю с дейтериевой мишенью, уносил около половины импульса пучка и вылетал под углами около 0 в лаб. системе, а импульс протонов из пары $\{pp\}_s$ был вдвое меньше импульса спектатора. Для определения типа частиц использовался метод отбора

по времени пролёта. Дипротоны, как 1S_0 состояния, выбирались среди выделенных пар протонов наложением ограничения на энергию возбуждения дипротона $E_{pp} < 3$ МэВ. Аналогичным образом по времени пролета выделялись протон-дейтронные пары в событиях нормировочного процесса $dp \rightarrow d\pi^0 + p_{spec}$, в котором как дейтрон, так и p_{spec} детектировались в FD. Зная типы задетектированных частиц, процессы $dp \rightarrow \{pp\}_s\pi^- + p_{spec}$ и $dp \rightarrow d\pi^0 + p_{spec}$ выделялись по величине недостающей массы в них, равной массе пионов m_{π^-} , m_{π^0} , соответственно. Для выделения квазисвободной кинематики, кинетическая энергия спектаторных протонов была ограничена $T_{spec} < 6$ МэВ.

Реакции, аналогичные изучаемым процессам dp -взаимодействия, происходили также при взаимодействии пучка с ядрами алюминия из стенок накопительной ячейки, что стало основным источником неустраняемого фона в эксперименте. Для определения этой формы были проведены отдельные измерения с пустой ячейкой, а также с ячейкой, заполненной азотом, которые также были подвергнуты процедуре выделения изучаемых процессов, и полученные спектры недостающих масс описывали фон при наложении на аналогичные спектры для водородных событий.

В четвёртой главе представлены результаты измерения дифференциального сечения, векторной анализирующей способности и поперечных спин-корреляционных коэффициентов в процессах $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ и $pn \rightarrow d\pi^0$. Излагается процедура совместного парциально-волнового анализа реакций $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ и $pp \rightarrow \{pp\}_s\pi^0$, и обосновывается необходимость дополнительного измерения смешанного спин-корреляционного коэффициента $A_{x,z}$ в процессе $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$.

В системе отсчёта, в которой пучок направлен по оси Z и ось Y перпендикулярна плоскости реакции, а пучок и мишень поляризованы перпендикулярно к плоскости кольца ускорителя со значениями поляризации P и Q , соответственно, дифференциальное сечение реакции нуклон-нуклонного взаимодействия можно записать:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 [1 + (PA_y^P + QA_y^Q) \cos \phi_\pi + PQ(A_{y,y} \cos^2 \phi_\pi + A_{x,x} \sin^2 \phi_\pi)], \quad (2)$$

где $(d\sigma/d\Omega)_0$ — неполяризованное сечение, ϕ_π - азимутальный угол вылета пиона в лабораторной системе отсчёта. Анализирующие способности пучка A_y^P и мишени A_y^Q , также как и спин-корреляционные параметры A_{ij} , являются функциями полярного угла вылета пиона θ_π .

Спиновая структура реакций $pp \rightarrow \{pp\}_s\pi^0$ и $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ с спин-синглетным дипротонном в конечном состоянии одинакова и соответствует реакции типа $\frac{1}{2}^+ \frac{1}{2}^+ \rightarrow 0^+ 0^-$. Из требования сохранения чётности и углового момента начальная нуклон-нуклонная пара должна иметь спин $S = 1$. Две независимые скалярные амплитуды, A и B , можно определить в терминах полной амплитуды \mathcal{M} :

$$\mathcal{M} = \mathbf{S} \cdot (A\hat{\mathbf{p}} + B\hat{\mathbf{k}}), \quad (3)$$

где \mathbf{S} - вектор поляризации начального спин-триплетного NN -состояния, $\hat{\mathbf{p}}$ и $\hat{\mathbf{k}}$ — единичные векторы в с.ц.м., направленные вдоль импульсов налетающего протона и конечного пиона, соответственно.

Спиновые наблюдаемые выражаются в терминах скалярных амплитуд A и B следующим образом [26]:

$$\begin{aligned}
\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 &= \frac{k}{4p}(|A|^2 + |B|^2 + 2\text{Re}[AB^*] \cos \theta_\pi), \\
A_y^P \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 &= \frac{k}{4p}(2\text{Im}[AB^*] \sin \theta_\pi), \\
A_{x,x} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 &= \frac{k}{4p}(|A|^2 + |B|^2 \cos 2\theta_\pi + 2\text{Re}[AB^*] \cos \theta_\pi), \\
A_{x,z} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 &= -\frac{k}{4p}(2|B|^2 \sin \theta_\pi \cos \theta_\pi + 2\text{Re}[AB^*] \sin \theta_\pi), \\
A_y^Q &= A_y^P, A_{y,y} = 1, A_{z,z} = -A_{x,x}, A_{z,x} = A_{x,z}.
\end{aligned} \tag{4}$$

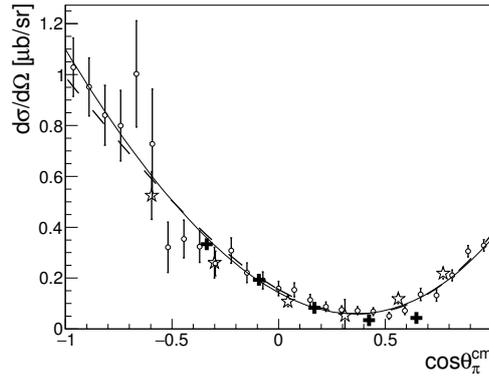


Рис. 2: Неполаризованное дифференциальное сечение реакции $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ в зависимости от косинуса пионного угла вылета. Результаты ANKE со статистическими погрешностями показаны пустыми кругами. Результаты TRIUMF для реакции $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ показаны крестами [17]. Произвольно масштабированные результаты, полученные из данных TRIUMF для $\pi^-^3\text{He} \rightarrow pnn_{\text{spec}}$ [41], показаны звездочками. Пунктирной кривой обозначен кубический фит данных с ANKE, а сплошной линией - результат парциально-волнового анализа.

Результаты для дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega$ квазисвободной $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ реакции, проинтегрированного по интервалу энергии возбуждения $E_{pp} = (0 - 3)$ МэВ и усреднённого по эффективной энергии пучка $T_{\text{free}} = 353 \pm 20$ МэВ, показаны на рис. 2. На том же рисунке также показаны данные эксперимента TRIUMF для квазисвободного π^- рождения [17]. Как следует из рисунка, результаты эксперимента TRIUMF охватывают только центральные углы вылета пиона [17], а новые данные распространяются на весь угловой диапазон.

Результаты для анализирующей способности A_y^P представлены на рис. 3. Приемлемое согласие со значениями A_y^P эксперимента TRIUMF [16] наблюдается при больших углах

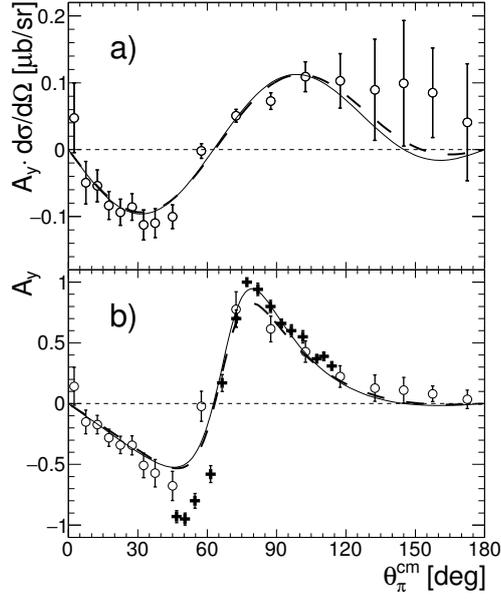


Рис. 3: а) Произведение измеренной анализирующей способности A_y^p и дифференциального сечения реакции $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ при энергии 353 МэВ в зависимости от пионного угла вылета. Пунктирной кривой обозначен кубический фит, а сплошной линией - результат парциально-волнового анализа. б) A_y^p , полученная на ANKE (пустые круги) и в TRIUMF [16] (кресты). Штрихованной и сплошной линиями показаны результаты деления для фитов с панели а) и из рис. 2.

вылета пиона, а также оба набора данных демонстрируют сильную несимметричную осцилляцию в центральной угловой области. Однако, в области $\theta_\pi \leq 60^\circ$ наблюдается существенное расхождение результатов как для анализирующей способности A_y^p , так и для сечения $d\sigma/d\Omega$, показанного на рис. 2.

Определение дифференциального сечения и анализирующей способности реакции $\vec{n}\vec{p} \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ в dp кинематике даёт возможность убедиться в правильности проведения эксперимента с двойной поляризацией, более сложного для анализа. Протонная и нейтронная анализирующие способности были получены из данных с двойной поляризацией путём усреднения по поляризационным состояниям пучка и мишени, соответственно и представлены на рис. 4. В целом, как и ожидалось для данного процесса, результаты для A_y^p и A_y^n полностью согласуются друг с другом (рис. 4b), что подтверждает корректность эксперимента и его анализа.

Для определения спин-корреляционных коэффициентов, запишем экспериментальную асимметрию в эксперименте с двойной поляризацией, используя соотношение 2, следующим образом:

$$\xi = \frac{\Sigma_1 - \Sigma_2}{\Sigma_1 + \Sigma_2} = PQ(A_{x,x} \sin^2 \phi_\pi + A_{y,y} \cos^2 \phi_\pi), \quad (5)$$

где $\Sigma_1 = N_{\uparrow\uparrow} + N_{\downarrow\downarrow}$, $\Sigma_2 = N_{\uparrow\downarrow} + N_{\downarrow\uparrow}$. Здесь N означает число событий, зарегистрированных

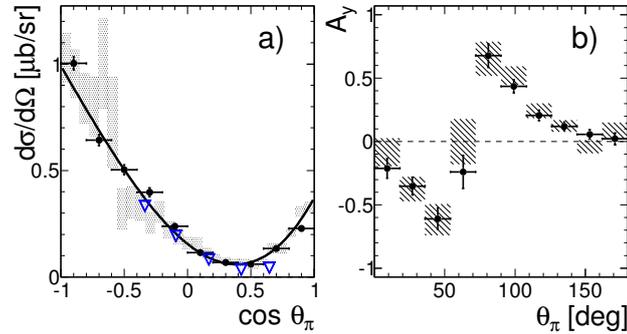


Рис. 4: Наблюдаемые, полученные для реакции $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ при энергии 353 МэВ при ограничении на энергию возбуждения дипротона $E_{pp} < 3$ МэВ. (а) Неполаризованное дифференциальное сечение. Результаты, полученные в эксперименте с одиночной поляризацией [1] показаны заштрихованными областями, кривая показывает кубический фит этих данных. Чёрными точками обозначены результаты со статистической погрешностью, полученные в эксперименте с двойной поляризацией [2]. Так как не было достигнуто абсолютной нормализации, значения сечения были нормированы на произвольный общий множитель. Данные TRIUMF [17] обозначены треугольниками. (б) Протонная анализирующая способность A_y^p (точки), нейтронная анализирующая способность A_y^n (заштрихованные области), полученные одновременно в эксперименте с двойной поляризацией [2].

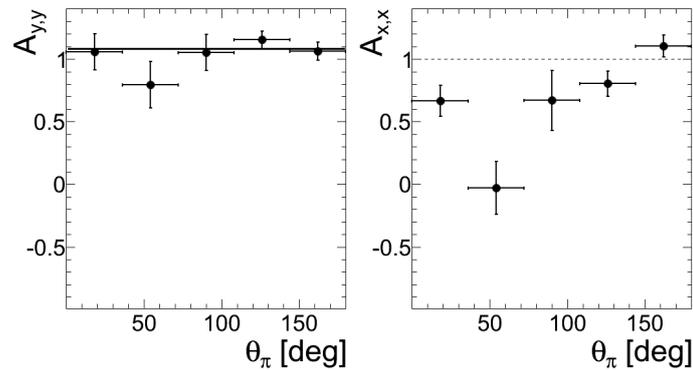


Рис. 5: Спиновые корреляционные коэффициенты для реакции $\vec{n}\vec{p} \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ при энергии 353 МэВ со статистическими погрешностями, как функции пионного угла вылета [2]. (а) $A_{y,y}$. Горизонтальной линией показан фит константой. (б) Значения $A_{x,x}$ были получены после наложения требования $A_{y,y} = 1$ для всех углов вылета пиона.

с различными направлениями поляризаций пучка и мишени, а PQ — произведение поляризаций пучка и мишени. Экспериментальные данные были распределены по пяти бинам по углу вылета пиона θ_π и величина ξ/PQ фитировалась линейной функцией по $\cos^2 \phi_\pi$ в каждом бине. Результаты для спин-корреляционных параметров в зависимости от θ_π показаны на рис. 5. Величина $A_{y,y}$ демонстрирует хорошее согласие с ожидаемым значением $A_{y,y} \equiv 1$ [26]. Чтобы уменьшить неопределённости в результатах для спин-корреляционного коэффициента $A_{x,x}$, для всех значений углов θ_π было зафиксировано значение $A_{y,y} = 1$, после чего линейный по $\cos^2 \phi_\pi$ фит был повторен, и таким образом был получен результат, показанный на рис. 5b.

В PWA процедуре использовались все данные, полученные для дифференциального сечения, A_y^p и $A_{x,x}$ для реакции $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ [1, 2], а также данные для сечения и A_y^p для реакции $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$, также полученные на ANKE [19]. Эксперимент проводился в окрестности энергий 353 МэВ, и для таких низких энергий можно предположить, что вклад внесут лишь низкие пионные парциальные волны. Первый парциально-волновой анализ низкоэнергетичных данных для пионного захвата на дипротоне в ядре ${}^3\text{He} - \pi^- pp_s \rightarrow np$ при $T_\pi = 85$ МэВ, что соответствует $T_n = 425$ МэВ в системе покоя nd — был проделан с учетом s - и p -волновых поинов [20]. Однако, как было показано [30], вклад пионных d -волн значителен. В нашем анализе учитываются члены разложения до пионных d волн включительно, для которых имеется три разрешенных перехода из начального состояния $I = 1$: ${}^3P_0 \rightarrow {}^1S_0 s$, ${}^3P_2 \rightarrow {}^1S_0 d$ и ${}^3F_2 \rightarrow {}^1S_0 d$. Обозначим эти амплитуды как M_s^P , M_d^P и M_d^F , соответственно. В случае начального состояния $I = 0$ существует два p -волновых (по конечным пионам) перехода, ${}^3S_1 \rightarrow {}^1S_0 p$ и ${}^3D_1 \rightarrow {}^1S_0 p$. Соответствующие амплитуды обозначим как M_p^S и M_p^D . Пренебрегая связью каналов 3P_2 и 3F_2 и, применяя теорему Ватсона [38, 39], можно зафиксировать фазы комплексных амплитуд M_s^P , M_d^P и M_d^F . Однако, следует заметить, что такая процедура не может быть использована для двух амплитуд с p -волновыми пионами из-за сильной связи между начальными 3S_1 и 3D_1 состояниями.

Эффекты неопределённости в нормализации данных были исключены с помощью построения полной недиагональной ковариантной матрицы \mathcal{M} для измеренных точек и минимизации общей формы $\chi^2 = \delta_i \mathcal{M}_{ij}^{-1} \delta_j$, где δ_i — измеренное отклонение i -й точки. Поиск глобального минимума χ^2 производился сначала на сетке в пространстве величин и фаз p -волновых амплитуд, а амплитуды s и d волн были зафиксированы с помощью фита данных рождения π^0 . В результате, были найдены три минимума с очень близкими значениями χ^2 , после чего пять амплитуд фитировались вблизи от каждого из минимумов.

На рис. 6 показаны найденные три PWA-решения для наблюдаемых реакции $np \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ в сравнении с данными ANKE. Данные для дифференциального сечения и анализирующей способности A_y^p описываются одинаково хорошо всеми тремя решениями. С другой стороны, предсказания для спин-корреляционного коэффициента $A_{x,x}$ и, особенно,

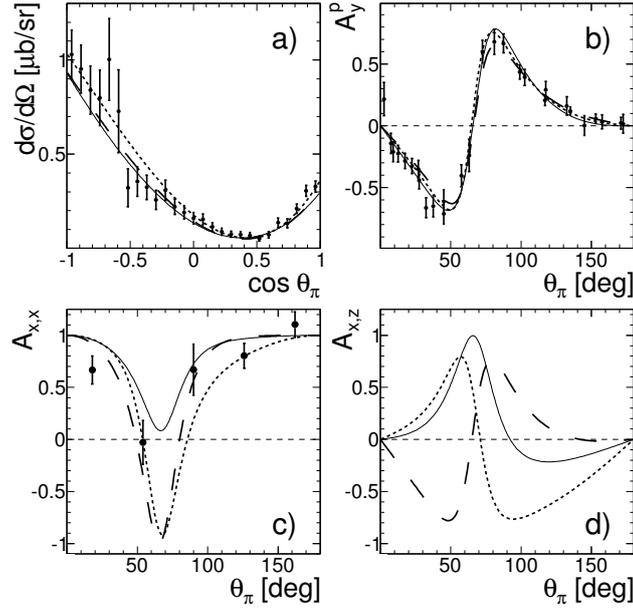


Рис. 6: Предсказания парциально-волнового анализа для реакции $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ для энергии 353 МэВ, $E_{pp} < 3$ МэВ; сплошная, с длинными штрихами и с короткими штрихами линии соответствуют разным решениям. Также представлены экспериментальные результаты. (а) Дифференциальное поперечное сечение; (б) анализирующая способность A_y^p , полученная в эксперименте с двойной поляризацией; (с) $A_{x,x}$; (д) $A_{x,z}$, экспериментальные данные на данный момент отсутствуют.

для $A_{x,z}$, заметно отличаются друг от друга. Данные для $A_{x,x}$, полученные в этой работе, не противоречат в общих чертах всем трём предсказаниям и поэтому, учитывая статистические неопределённости, нельзя сделать окончательный выбор в пользу какого-либо решения. Принимая во внимание радикальные отличия в предсказаниях для $A_{x,z}$, экспериментальные измерения этой величины оказываются особенно важны для разрешения неоднозначности в проведенном анализе.

Помимо основной задачи эксперимента с поляризованным пучком и мишенью — определения спиновых наблюдаемых процесса $\vec{n}\vec{p} \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ — те же данные позволили извлечь спин-корреляционные коэффициенты $A_{x,x}$, $A_{y,y}$ реакции $\vec{n}\vec{p} \rightarrow d\pi^0$ [3]. Из изоспиновой инвариантности следует, что сечение процесса $np \rightarrow d\pi^0$ должно быть вдвое меньше сечения $pp \rightarrow d\pi^+$, а все спиновые наблюдаемые в этих процессах должны быть одинаковы. Реакция $pp \rightarrow d\pi^+$ изучается давно, и к настоящему времени накоплен обширный набор данных. Эти данные были использованы в фазовом анализе SAID для энергий протонного пучка до 1.3 ГэВ [36]. Напротив, существует относительно немного измерений сечения $np \rightarrow d\pi^0$ [43,44], и ещё меньше известно о спиновой зависимости процесса. Данный анализ ставил своей задачей восполнить этот пробел и сравнить результаты pn -взаимодействия с доступными данными $pp \rightarrow d\pi^+$ и предсказаниями фазового анализа. Для решения этой задачи применялись методики вычитания фона и восстановления вершины взаимодействия при измерении с мишенью с протяжённой накопительной ячейкой, разработанные при изу-

чении процесса $\vec{n}\vec{p} \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$.

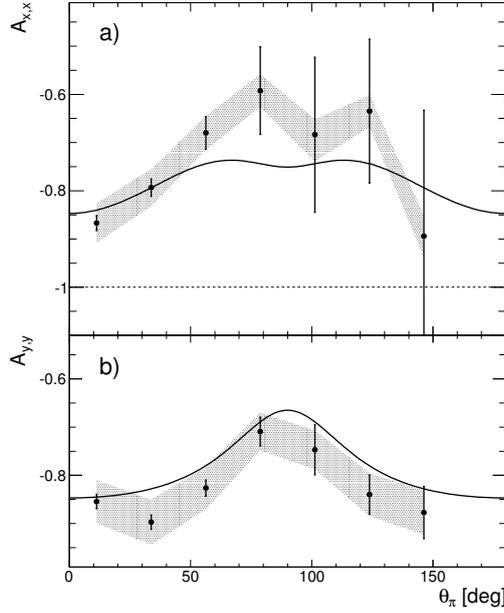


Рис. 7: Спин-корреляционные коэффициенты (a) $A_{x,x}$ и (b) $A_{y,y}$, полученные для реакции $\vec{n}\vec{p} \rightarrow d\pi^0$, в зависимости от пионного угла вылета θ_π в с.ц.м. [3]. Точки показаны со статистическими погрешностями. Значения систематических погрешностей обозначены заштрихованной областью. Результаты сравниваются с предсказаниями SAID [36], обозначенными сплошной линией.

Процедура получения значений спиновых корреляций в реакции $\vec{n}\vec{p} \rightarrow d\pi^0$ аналогична той, что используется для получения $A_{x,x}$ и $A_{y,y}$ для квазисвободной реакции $\vec{n}\vec{p} \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$. Результат показан на рис. 7, оба коэффициента хорошо описываются решениями SAID [36]. Отметим, что существующие при энергии 350 МэВ данные для $A_{x,x}$ и $A_{y,y}$ в процессе $\vec{p}\vec{p} \rightarrow d\pi^+$ [42], имеющие погрешности, сравнимые с величиной сигнала, и потому не показанные на рис. 7, слабо влияют на результаты парциально-волнового анализа.

В заключении суммируются результаты, полученные в диссертационной работе.

1. Впервые были проведены измерение и анализ данных по дифференциальному сечению $d\sigma/d\Omega$ и протонной анализирующей способности A_y^p процесса $\vec{p}\vec{n} \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ при энергии протонного пучка $T_p = 353$ МэВ в полном угловом интервале и при энергии возбуждения дипротона $E_{pp} < 3$ МэВ. Полученные результаты, в основном, согласуются с данными TRIUMF при той же энергии пучка и $E_{pp} < 1.5$ МэВ, в ограниченном центральным интервалом углов.
2. При использовании информации о времени пролета частиц с вершинного детектора ANKE, протонная анализирующая способность A_y^p была получена с ограничением $E_{pp} < 1.5$ МэВ, что позволило провести сравнение с результатами TRIUMF в одинако-

вых условиях. Данные ANKE в обоих случаях хорошо совпадают, при этом сохраняется наблюдаемое расхождение с данными TRIUMF.

3. Процесс $\vec{n}\vec{p} \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ был впервые исследован с применением векторно поляризованного дейтронного пучка и поляризованной протонной мишени. Разработаны методики поляриметрии в эксперименте с двойной поляризацией, учёта фона и восстановления координаты вершины при измерении с накопительной ячейкой.
4. Дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$, протонная A_y^p и нейтронная A_y^n анализирующие способности были определены для процесса $\vec{n}\vec{p} \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ из данных с двойной поляризацией. Результаты демонстрируют хорошее совпадение с дифференциальным сечением и анализирующей способностью A_y^p , полученными в эксперименте с одиночной поляризацией, что говорит о внутренней самосогласованности учета систематических эффектов.
5. Было проведено первое измерение спиновых корреляционных коэффициентов $A_{x,x}$ и $A_{y,y}$ в реакции $\vec{n}\vec{p} \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ при $T_n = 353$ МэВ. Результаты согласуются с теоретическим ожиданием и $A_{y,y}$ является константой $A_{y,y} = 1$ в полном интервале углов, тогда как величина $A_{x,x}$ демонстрирует глубокий минимум в районе $\theta_\pi^{cm} = 60^\circ$.
6. Комбинация всех полученных спиновых наблюдаемых и сечения позволила провести совместный парциально-волновой анализ процессов $pp \rightarrow \{pp\}_s\pi^0$ и $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ при энергии 353 МэВ. Были найдены три возможных решения анализа, равно удовлетворяющие экспериментальным данным. Было показано, что наилучший способ разрешить неоднозначность — измерение смешанного спин-корреляционного параметра $A_{x,z}$. Результаты анализа необходимы для определения константы контактного $(NN)^2\pi$ взаимодействия в киральной теории возмущений.
7. Спиновые корреляционные коэффициенты $A_{x,x}$ и $A_{y,y}$ были измерены впервые для реакции $\vec{n}\vec{p} \rightarrow d\pi^0$. Результаты демонстрируют хорошее согласие с парциально-волновым анализом SAID для реакции $\vec{p}\vec{p} \rightarrow d\pi^+$, а также с имеющимися данными $A_{z,z}$ для этой реакции. Признаков нарушения изоспиновой инвариантности выявлено не было.

В приложениях даётся анализ систематических неопределённостей в проведённых экспериментах, а также описание кинематических переменных исследуемых процессов.

Список публикаций по теме диссертации

Статьи в журналах, рекомендованных ВАК:

- [1] S. Dymov, V. Shmakova et al., Phys. Lett. B **712**, 375 (2012).

- [2] S. Dymov, V. Shmakova et al., Phys. Rev. C **88**, 014001 (2013).
- [3] V. Shmakova et al., Phys. Lett. B **726**, 4–5, 549 (2013).
- [4] V. Shmakova, EPJ Web of Conferences **37**, 01020 (2012).
- [5] V. Shmakova, Physics of Elementary Particles and Atomic Nuclei **45**, 117 (2014).

Список литературы

- [6] R. Machleidt, K. Holinde, Ch. Elster, Phys. Rep. **149**, 1 (1987).
- [7] Machleidt, R., Adv. Nucl. Phys. **19**, 189 (1989).
- [8] Stoks, V.G.J. et al. Phys. Rev. C **49**, 2950 (1994).
- [9] R. Machleidt, Phys. Rev. C **63**, 024001-1 (2001).
- [10] F. Gross, A. Stadler, Phys. Rev. C **78**, 014005-1 (2008).
- [11] S. Weinberg, Physica A **96**, 327 (1979).
- [12] S. Weinberg, Phys. Lett. B **251**, 288 (1990).
- [13] S. Weinberg, Nucl. Phys. B **363**, 3 (1991).
- [14] D. Gazit, S. Quaglioni, P. Navratil, Phys. Rev. Lett. **103**, 102502-1 (2009).
- [15] V.A. Andreev et al., (MuSun Collaboration) (2008), available from <http://www.npl.uiuc.edu/exp/musun>.
- [16] H. Hahn et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 2258 (1999).
- [17] F. Duncan et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 4390 (1998).
- [18] M. Daum et al., Eur. Phys. J. C. **25**, 55 (2002).
- [19] D. Tsirkov et al., Phys. Lett. B **712**, 370 (2012).
- [20] E. Piasezky et al., Phys. Rev. Lett. **57**, 2135 (1986).
- [21] S. Dymov and A. Kacharava, COSY proposal 213, (2013); http://collaborations.fz-juelich.de/ikp/anke/proposal/COSY_Proposal_213.pdf.
- [22] Yu.N. Uzikov, ANKE Collaboration Annual Reports (2015); http://collaborations.fz-juelich.de/ikp/anke/annual/Annual_Report_15.shtml.
- [23] S.Dymov et al., Phys. Lett. B **744**, 391 (2015).
- [24] S. Dymov et al., Phys. Lett. B **762**, 102 (2016).

- [25] B. Gou *et al.*, Phys. Lett. B **741**, 305 (2015).
- [26] Yu.N. Uzikov. Three nucleon forces and some aspects of nuclear astrophysics - In: Book "The Universe Evolution, nuclear astrophysics Nova Science Publisher, Inc., New York, Eds. Igor Strokovsky and Leonid Blokhintsev, ISBN: 978-1-62808-547-7, 269 (2013).
- [27] Б.Л. Иоффе, Л.Н. Липатов, В.С. Фадин. Квантовая хромодинамика. Пертурбативные и непертурбативные аспекты. М.: ЦСП и М., - 413 (2012).
- [28] J. Goldstone, Nuovo Cimento **19**, 154 (1961).
- [29] Y. Nambu, Phys. Rev. Lett. **4**, 380 (1960).
- [30] R. Bilger *et al.*, Nucl. Phys. A **663**, 633 (2001).
- [31] A. Abdel-Bary *et al.*, Eur. Phys. J. A **36**, 7 (2008)
- [32] R. Maier, *et al.*, Nuclear Instruments and Methods A, **390**, 1-8 (1997).
- [33] S. Barsov *et al.*, Nuclear Instruments and Methods A, **462**, 364-381 (2001).
- [34] S. Dymov *et al.*, Part. and Nuclei, Letters **2 [119]**, 40 (2004).
- [35] B. Chiladze *et al.*, Part. and Nuclei, Letters **4 [113]**, 95 (2002).
- [36] R. A. Arndt *et al.*, Phys. Rev. C **48**, 1926 (1993); <http://gwdac.phys.gwu.edu>.
- [37] C. Hanhart, Phys. Rept. **397**, 155 (2004).
- [38] K. M. Watson, Phys. Rev. **88** 1163 (1952).
- [39] A. B. Migdal, Sov. Phys. JETP **1**, 2 (1955).
- [40] R. A. Arndt, I. I. Strakovsky, and R. L. Workman, Phys. Rev. C **62**, 034005 (2000).
- [41] H. Hahn *et al.*, Phys. Rev. C **53**, 1074 (1996).
- [42] B. v. Przewoski *et al.*, Phys. Rev. C **61**, 064604 (2000).
- [43] D. A. Hutcheon *et al.*, Phys. Rev. Lett. **64**, 176 (1990).
- [44] A. K. Opper *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 212302 (2003).