

Study of the Nucleon Spin Structure in Strong and
Electromagnetic Interactions

Изучение спиновой структуры нуклона в сильных и
электромагнитных взаимодействиях

Проект “GDH & SPASCHARM & NN”

ТЕМА 04-2-1126-2015/2020

Дубна—Протвино—Прага—Москва—Майнц—Глазго—Лос
Анжелес—Базель—Лунд—Загреб—Павия—Лунд—Харьков—Бохум
Бонн—Амхерст—Гисен—Галифакс—Иерусалим—Кент—Реджайна—Саквилл
Вашингтон-Йорк

Дубна

2020

Изучение спиновой структуры нуклона в сильных и электромагнитных взаимодействиях

Проект “GDH & SPASCHARM & NN”

Дубна, Лаборатория ядерных проблем им. В.П. Джелепова, ОИЯИ

Н.А. Бажанов, Н.С. Борисов, А.С. Должников, А.Н. Фелоров, И.В. Гапъенко, И. Городнов,
Г.М. Гуревич, В.Л. Кашеваров, А. Ковалик, Е.С. Кузьмин, А.Б. Лазарев, А.Б. Неганов,
Ю.А. Плис, А.А. Приладышев, А.Б. Садовский, Ю.А. Усов, Ю.Н. Узиков, В.П. Волных

Дубна, Лаборатория ядерных реакций им. Флерова, ОИЯИ

М.П. Иванов

Дубла, Лаборатория теоретической физики, ОИЯИ

С.Б. Герасимов, С.С. Камалов

НИЦ "Институт Курчатова" -ИФВЭ, Протвино, Россия

В.В. Абрамов, А.А. Деревяшников В.И. Гаркуша, А.П. Мещанин, В.В. Мочалов,
В.В. Моисеев, Д.А. Морозов, Л.В. Ногач, А.Ф. Прудкогляд, А.В. Рязанцев,
С.В. Рыжиков, П.А. Семенов, А.Н. Васильев, В.Н.Запольский, А.Е. Якутин

НИЦ "Институт Курчатова" -ИФВЭ, Москва, Россия

И.Г. Алексеев, В.М. Нестеров, Д.Н. Свирида

Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, Россия

М.Б. Нарушева, В.А. Огороков, В.Л. Рыков

Институт ядерных исследований, Российская академия наук, Москва, Россия

Г.М. Гуревич, Р.Л. Кондратьев

Чешский технический университет, Прага, Чешская республика

J. Cerny, Z. Janout, Z. Kohout, J. Konicek, J. Petrik, S. Pospisil, M. Solar, I. Stekl, J. Sveida, I. Wilhelm,

Институт ядерной физики, Майнцский университет, Майнц, Германия

M. Biroth, A. Denig, V.L. Kashevarov, M. Ostrick, E.-P. Schilling, A. Thomas

Институт Гельмгольца материалов и ядерной энергии, Университет, Бонн, Германия

R. Beck, H. Dutz, J. Hartmann, M. Lang, S. Runkel, U. Thoma

Институт экспериментальной физики, Рурский университет, Бохум, Германия

W. Meyer, G. Reichers

Гисенский университет, D-35392 Гисен, Германия
V. Metag, M. Nanova

Харьковский физико-технический институт, Харьков, Украина
A.A. Belyaev, A.A. Lukhanin

MAX-lab., Лундский университет, Лунд, Швеция
K. Hansen, L. Isaksson, B. Schröder

Базельский университет, Ch-4056 Базель, Швейцария
B. Krushe, N.K. Walford

Университет Глазго, Глазго, Великобритания
J.R.M. Annand, D.I. Glazier, K. Livingston, I.J.D. MacGregor

Университет Йорка, Хеслингтон, Йорк, Великобритания
M. Bashkanov, D.P. Watts, D. Werthmüller

Университет Сэйнт Мэри, Галифакс, Канада
A. Sarty

Университет Рейджайны, Рейджайна, Канада
G.M. Huber

Университет Маунт Эллисон, Саквилл, Канада
D. Hornige

Еврейский университет в Иерусалиме, Иерусалим, Израиль
G. Ron

Кентский университет, Кент, США
D.M. Manley

Массачусетский университет, Амхерст, США
R. Miskimen

Университет Джорджа Вашингтона, Вашингтон, США
W.J. Briscoe, E.J. Downie, I.I. Strakovsky

Калифорнийский университет, Лос Анджелес, США
S. N. Prakhov

Национальный институт ядерной физики в Павии, Павия, Италия
A. Braghieri, P. Pedroni

Институт Руджера Бошковича, Загреб, Хорватия
M. Korolj, I. Supek

Руководители проекта А. Ковалик, Ю.А. Усов

Заместители руководителей Ю.А. Плис, Ю.Н. Узиков

ДАТА ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ПРОЕКТА В НОО

ДАТА НТС ЛАБОРАТОРИИ НОМЕР ДОКУМЕНТА

ДАТА ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ФИЗОБОСНОВАНИЯ НА СЕМИНАРЕ ЛАБОРАТОРИИ

ДАТА НАЧАЛА ПРОЕКТА

(ДЛЯ ПРОДЛЕНИЙ – ДАТА ПЕРВОГО УТВЕРЖДЕНИЯ ПРОЕКТА)

ЛИСТ СОГЛАСОВАНИЙ ПРОЕКТА

**Изучение спиновой структуры нуклонов в сильных и электромагнитных
взаимодействиях**

Study of the Nucleon Spin Structure in Strong and Electromagnetic Interactions

GDH&SPASCHARM&NN

04-2-1126-2015/2020

Руководители Проекта: Алоиз Ковалик, Юрий Андреевич Усов

УТВЕРЖДЕН ДИРЕКТОРОМ ОИЯИ	ПОДПИСЬ	ДАТА
СОГЛАСОВАНО		
ВИЦЕ-ДИРЕКТОР ОИЯИ	ПОДПИСЬ	ДАТА
ГЛАВНЫЙ УЧЕНЫЙ СЕКРЕТАРЬ	ПОДПИСЬ	ДАТА
ГЛАВНЫЙ ИНЖЕНЕР	ПОДПИСЬ	ДАТА
НАЧАЛЬНИК НОО	ПОДПИСЬ	ДАТА
ДИРЕКТОР ЛАБОРАТОРИИ	ПОДПИСЬ	ДАТА
ГЛАВНЫЙ ИНЖЕНЕР ЛАБОРАТОРИИ	ПОДПИСЬ	ДАТА
РУКОВОДИТЕЛИ ПРОЕКТА	ПОДПИСЬ	ДАТА
ЗАМ. РУКОВОДИТЕЛЕЙ ПРОЕКТА	ПОДПИСЬ	ДАТА
ОДОБРЕН		
ПКК ПО ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ	ПОДПИСЬ	ДАТА

Оглавление

1	ВВЕДЕНИЕ	5
2	SPASCHARM	9
2.1	Одно-спиновые асимметрии в образовании легких резонансов	11
2.2	Рождение чармония в поляризованных протон-протонных взаимодействиях ($p \rightarrow p \rightarrow$ interactions)	13
2.3	Поляризованные замороженные спиновые мишени в Протвино	14
2.4	Основные результаты	16
3	GDH: СПИРАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПРОЦЕССОВ ФОТОРОЖДЕНИЯ ОДНОГО И ДВУХ ПИОНОВ И ИНТЕГРАЛ GDH НА НЕЙТРОНЕ	16
3.1	Физические мотивации	17
3.2	Правило сумм GDH на нейтроне	18
3.3	Спиральная зависимость фотообразования мезона на протоне	22
3.4	Измерение G асимметрии в $\vec{\gamma} \vec{p} \rightarrow p \pi^0$ и $\vec{\gamma} \vec{p} \rightarrow n \pi^+$	23
3.5	Поперечные асимметрии T и F в η фоторождении η -мезонов в области $S_{11}(1535)$	24
3.6	Наблюдаемые спина для $\pi \eta$ фоторождения в области $D_{33}(1700)$	24
3.7	Измерение поляризованной мишени и пучковых асимметрий в фотообразовании пионов на протоне: тест киральной динамики	24
3.8	Измерение спиновых поляризуемостей протонов	25
3.9	Фоторождение пионов на поляризованных нейтронах	26
3.10	Поляризованная замороженная спиновая мишень в Майнце	26
3.10.1	Рефрижератор	27
3.10.2	Поляризованный магнит	28
3.11	Основные результаты	29
4	NN-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ	32
4.1	Мотивация	32
4.2	Эксперименты	33
4.3	Предыдущие эксперименты в Праге	34
4.4	Предлагаемые эксперименты в Праге	35
4.5	Поляризованные дейтроны	37
4.6	Экспериментальная установка	38
4.7	Нейтронный пучок	41
4.8	Статистическая погрешность	42
4.9	Основные результаты	42
5	ПЛАН РАБОТЫ: 2020 – 2021 – 2022	43

1 Введение

Объектом исследований поляризации является зависимость ядерно-ядерных взаимодействий от спинов вовлеченных частиц. Концепция спина была введена в науку около 100 лет назад для описания атомных спектров, однако тайна его характера до сих остается нераскрытой.

Появление экспериментальных данных по поляризации стимулировало теоретическое понимание явления спина и стало испытательным полигоном для теоретических моделей. Однако предмет оказался настолько трудным, что однажды ведущий специалист в этой области, Эллиот Лидер, в отчаянии воскликнул "Эксперименты со спином убили больше теорий, чем любой другой физический параметр" (Elliot Leader. *Spin in Particle Physics*, Cambridge U. Press (2001)). Еще одно знаменитое высказывание такого рода было сделано Джеймсом Бьоркеном: "Данные о поляризации часто становились кладбищем модных теорий. Дай волю теоретикам и они запретят все подобные измерения из чувства самосохранения". (J.D.Bjorken. Proc. Adv. Workshop on QCD Hadronic Processes, St. Croix, Virgin Islands, 1987). На сегодняшний день не существует теории, которая могла бы дать полное и последовательное описание всех наблюдаемых эффектов поляризации в области адрона. Поэтому систематические экспериментальные исследования эффектов поляризации в широком спектре реакций с помощью поляризованных лучей и поляризованных мишеней, является очень важным для развития теории для последовательного описания всех наблюдаемых спиновых явлений.

Наблюдаемые поляризации – это важнейшие характеристики взаимодействий элементарных части и ядерных реакций. Формально, измерение спинозависимых параметров накладывает дополнительные ограничения на предполагаемый механизм реакций, изученную структуру микро объектов и сам характер фундаментального взаимодействия. Надо заметить, что современные эксперименты, направленные на поиски эффектов нарушения СР инвариантности и Т-инвариантности за пределами стандартной модели, а также нарушения СРТ симметрии, основаны на исследовании поляризации.

В силу сложности экспериментов с поляризацией эта область стала динамично развиваться только в недавнее время, в связи с прогрессом экспериментальных методов. В настоящее время почти все современные ускорители протонов, дейтронов и электронов продуцируют поляризованные лучи и имеют программы экспериментов с поляризацией. Активно разрабатываются мишени поляризованных протонов, дейтронов ^3He и более тяжелых ядерных частиц. В стадии разработки находятся высокоплотные газовые поляризованные мишени (аккумуляторы) применяемые в накопителях (ускорителя). Разрабатываются перспективные устройства слежения (track devices), позволяющие построить эффективные и быстродействующие поляриметры. Такой технический прогресс позволяет проводить все более сложные поляризационные измерения.

Большое разнообразие экспериментальных данных по сечениям ядерных реакций, накопленных на протяжении многих десятилетий проведения измерений, все еще не является исчерпывающим, без учета зависимости от спинов взаимодействующих частиц. Только поляризационные эксперименты позволяют включить все независимые амплитуды, описывающие конкретную реакцию. Другими словами, только поляризационные измерения позволяют получить полную информацию о любом физическом процессе, находящемся в стадии изучения.

Теоретические и экспериментальные исследования в этой области являются традиционными для ОИЯИ [1]. В последние годы прогресс, достигнутый в экспериментальных методах, открыл новые возможности для исследования степеней свободы поляризации нуклона.

Настоящий проект охватывает три проблемы спиновой физики:

1) Экспериментальное исследование одно-спиновых асимметрий в рождении различных световых частиц с использованием 28 ГэВ π^- -пучка на первом этапе исследования одно-спиновых и двух-спиновых асимметрий в рождении чармония с использованием поляризованного протонного пучка (проект SPASCHARM).

Конечная цель проекта SPASCHARM – изучение спиновой структуры протона, начиная с вклада глюонов в спин протона, при больших значениях переменной Бьоркена x путем изучения спиновых эффектов в рождении чармония. Это позволит понять механизм адронного образования чармония и извлечь поляризацию глюонов $\Delta g(x)$ при больших значениях x .

2) Эксперименты с реальным лучом фотона: фоторождение мезона на нуклонах и ядрах и комптоновское рассеяние на нуклонах. Основные задачи: экспериментальная проверка правила сумм Герасимова-Дрелла-Херна (GDH), исследование спиральной структуры частиц каналов частичной реакции, нахождение спектра возбуждений барионов с легкими кварками, поиск недостающих резонансов бариона и экзотических состояний (дибарионы, узкие резонансы нуклонов), изучение структуры адронов.

3) Измерение $\Delta\sigma_T$ и $\Delta\sigma_L$ в эксперименте по переносу pd на нейтронных энергиях ≤ 16 МэВ, где имеются ограниченные экспериментальные данные и где теория предсказывает значительный эффект 3NF. Эта часть проекта является продолжением тех же самых исследований рассеяния нейтронов-протонов, которые были проведены ранее.

Технически, все три части проекта объединены использованием мишеней замороженного спина поляризованного протона и мишеней дейтрона.

1) Высокая чувствительность к содержанию глюонов взаимодействующих частиц – одна из основных характеристик механизма рождения чармония в адронных взаимодействиях. В случае столкновения двух продольно поляризованных протонов она используется для определения поляризации глюона $\Delta G/G$ в протоне. Для исследования необходим поляризованный пучок протонов. Он будет использован на втором этапе эксперимента после завершения измерений одно-спиновых асимметрий в рождении чармония.

На первом этапе будут использованы неполяризованные лучи. Первый этап предполагает исследование одно-спиновой асимметрии. A_N легких резонансов, состоящих из u -, d - и s -валентных кварков. Поперечные одно-спиновые асимметрии уже давно хорошо известны. В Стандартной Модели КХД на уровне ведущего твиста все $A_N = 0$. Однако эксперименты показывают очень большую A_N в режиме конфайнмента. Чтобы различить существующие теоретические подходы и стимулировать разработку новых, необходимо проводить систематическое изучение A_N для большого количества различных инклюзивных и эксклюзивных реакций, особенно в режиме конфайнмента, особенно непонятного с точки зрения теории. Такое систематическое изучение является главной целью первого этапа проекта SPASCHARM. Первый этап будет завершен измерениями A_N в образовании чармония. Это подготовит экспериментальную основу для второго этапа проекта, на котором понадобится наличие только одного новшества, а именно, поляризованного протонного пучка из ускорителя У-70.

2) Майнцский Микротрон в Институте ядерной физике при Университете Иоганна Гутенберга был построен в 1979 г. На первом этапе появился МАМИ-А1, использование которого привело к получению максимальной энергии электронов 14 МэВ. Затем в 1983 г. появился МАМИ-А2, на котором была введена в действие установка мощностью 183 МэВ. В 1991 г. было закончено строительство МАМИ-В, который образовывал электроны мощностью до 855 МэВ.

МАМИ-В – это ускоритель электронов непрерывного действия со 100% циклом нагрузки, максимальным током 100 μA и максимальной энергией 855 МэВ. 3.5 МэВ LINAC инжектирует электроны в каскад 3 Race Track Microtrons (RTM). В LINAC подаются или неполяризованные электроны с энергией 100 кэВ из термийонного источника, или линейно поляризованный 830 нм лазерный свет, исходящий из $GaAs_{0.95}P_{0.5}$ кристаллического фотокатода, который облучается циркулярно поляризованным 830 нм лазерным светом из титан-сапфирового лазера. Максимальный ток поляризованного источника – 30 μA со степенью поляризации (75 — 82)%. В ходе эксперимента направление поляризации меняется каждую секунду чтобы сократить системные погрешности.

В 2006 г. энергия пучка электронного ускорителя в Майнце была увеличена с 855 МэВ (МАМI-B) до 1604 МэВ (МАМI-C), при сохранении исключительного качества пучка. Система меченых фотонов коллаборации A2 была усовершенствована с целью использования расширенного диапазона энергий и получения энергетически-меченых циркулярно поляризованных фотонов с максимальной энергией выше 1550 МэВ. Чтобы пометить высокоэнергетическую часть спектра тормозного излучения, был разработан спектрометр для маркировки выделенных конечных точек. Это особенно важно для измерения фоторождения μ' -мезонов. Использование кристалла алмаза в качестве источника излучения позволяет получить линейно поляризованные фотоны.

Для осуществления программы проведения экспериментов с двойной поляризацией было разработано новое устройство, введенное в эксплуатацию в конце 2009 г. Это устройство позволяет получать продольно или поперечно поляризованные протоны и нейтроны (с использованием бутанола или дейтеризованного бутанола в качестве материала мишени. Добавление тонких внутренних сверхпроводящих катушек (соленоидных или седлообразных) для поддержки поляризации мишени в режиме замороженного спина позволяет использовать мишень в сочетании с системой обнаружения 4π коллаборации A2, включая детектор «Хрустальный шар», дополненный детектором TAPS для азимутов нового направления. Обычно низкая рабочая температура криостата мишени (ниже 30 мК) обеспечивает время релаксации поляризации на многие сотни часов (до 2000 часов). В результате в ходе проведения измерений реполяризация мишени требуется только один или два раза в неделю, что повышает эффективность сбора данных.

Программа экспериментов направлена на изучение различных аспектов QCD спин-аромата нуклонов. Она включает проверку правила сумм Герасимова-Дрелла-Херна (GDH) для протонов и нейтронов в более широком энергетическом диапазоне. Точные измерения асимметрии спиральности фоторождения мезонов с различными конечными состояниями (включая нейтральные) дадут более точную информацию о резонансных свойствах нуклона и мультипольных амплитуд. Исследования с использованием различных сочетаний поляризаций пучков и мишеней позволяют определить наблюдаемые поляризации с высоким качеством. Также предполагается получить спиновые поляризуемости нуклонов из экспериментальных данных.

Мультипольный анализ полученных экспериментальных данных с помощью постоянно совершенствующего пакета MAID [2] дает твердую основу для теоретической обработки. Последняя модификация пакета [3] уже имеется в он-лайн доступе:

<https://maid.kph.uni-mainz.de/eta2018/etamaid2018.html>. В настоящее время ведется интенсивная теоретическая деятельность по улучшению и оптимизации различных расчетных схем включая Lattice QCD (Решеточная хромодинамика) и Chiral Perturbation Theory (Киральная теория возмущений).

3) Проблема ядерной энергии – одна из старейших, но все еще наиболее значительных проблем в ядерной физике. Критически важно понять свойства атомного ядра и, в более общем плане – сильно взаимодействующей адронной материи. Обычный способ описания ядерной энергии прибегает к картине мезонного обмена, что отсылает нас к работе Юкавы [4]. Его идея, за которой последовало экспериментальное открытие π - и более тяжелых мезонов (ρ , ω , ...), стимулировало развитие моделей бозонного обмена, которые заложили основу для построения феноменологических нуклон-нуклон (NN) потенциалов.

В первом приближении двух-нуклонный потенциал достаточен чтобы описать основу наблюдаемых нескольких нуклонов при низких и промежуточных энергиях. В настоящее время, имеется несколько семифеноменологических двух-нуклонных моделей, которые дают точное описание данных по NN рассеянию ниже порога образования пионов. Недавние достижения в разработке методов нескольких тел в сочетании со значительным увеличением вычислительных ресурсов позволяют проводить точные микроскопические расчеты трех и даже четырех-нуклонных наблюдаемых рассеяния и спектра легких ядер. Это открывает дверь для точных испытаний динамики, лежащей в основе этих процессов, и, в частности, роли и структуры трех-нуклонных сил (3NF).

2 SPASCHARM

На крупнейшем в России ускорителе заряженных частиц У-70 Национального исследовательского центра "Курчатовский институт" (НИЦ КИ) – ИФВЭ, в Протвино, была создана серьезная база для проведения исследований всемирного класса в рамках эксперимента с фиксированной мишенью SPASCHARM (СПинАСимметрияЧАРМония) [5]. Эти исследования позволят НИЦ КИ занять ведущие позиции в мире в области спиновой физики.

Проект направлен на изучение спиновой структуры нуклона и спиновой зависимости сильного взаимодействия антивещества и вещества с материей до 50 ГэВ. Спин был представлен почти 100 лет назад для описания атомных спектров. Тайна его характера до сих пор не разгадана. Цель проекта SPASCHARM – совершить прорыв в фундаментальной науке, чтобы приблизиться к пониманию загадки спина. Спин-зависимость фундаментальных взаимодействий представляет суть явлений поляризации. Для проведения исследований поляризации при столкновениях высокоэнергетических частиц необходимо создать лучи поляризованных частиц и/или использовать методы поляризованных мишеней. В последние годы был достигнут заметный прогресс в экспериментальных исследованиях спиновых эффектов при высоких энергиях. Подавляющее большинство экспериментов было проведено в области кинематики непертурбативной квантовой хромодинамики (QCD) при незначительной передаче импульса. Эти экспериментальные данные стимулировали развитие теории роли спина в физике сильных взаимодействий. Таким образом, систематические экспериментальные исследования эффектов поляризации в широком спектре реакций, включая столкновения антипротонов-протоны и протоны-протоны, очень важны для разработки теории последовательного описания всех наблюдаемых спиновых явлений в области непертурбативной квантовой хромодинамики (QCD).

Предлагается образовать поляризованные пучки частиц протонов и антипротонов в канале транспортировки пучков 24А ускорителя У-70 [6] (Рис. 1). Были выполнены расчеты их параметров.

Интенсивность антипротонного пучка с энергией 16 ГэВ может достигать 10^6 антипротонов на один цикл акселератора (10^{10} антипротонов в день) для 10^{13} начальных протонов из ускорителя У-70 до первичной мишени. Поляризованный пучок антипротонов от распада анти-лямбда гиперонов, который может быть получен НИЦ КИ в 2022 г., станет уникальным пучком в мире. При аннигиляциях протон-антипротон нет ограничений для квантовых чисел большинства продуцируемых резонансов. Интенсивность поляризованного пучка протонов с энергиями 10 — 45 ГэВ будет на порядок выше, чем интенсивность пучка антипротонов при одной и той же средней поляризации.

Все это позволит установке SPASCHARM решать крупномасштабные научные проблемы, касающиеся спина. В настоящее время не существует даже приблизительного аналога новой фиксированной мишени комплекса SPASCHARM, созданного для работы с поляризованными пучками. Ожидаемый период сохранения уникальности комплекса SPASCHARM – не менее 15 лет. Поляризованные пучки станут мощным инструментом для проведения систематических исследований эффектов поляризации. Эти исследования будут проведены на пучках антипротонов и протонов при энергии 16 ГэВ и выше, со средней поляризацией 45%. На первом этапе будут использоваться неполяризованные пучки. Первый этап предусматривает изучение одно-спиновой асимметрии. A_N легких частиц, состоящих из u -, d - и s -валентных кварков. Поперечные одно-спиновые асимметрии уже хорошо и давно известны. В Стандартной модели QCD при ведущем уровне твиста все A_N являются малыми или близкими к нулю. Но эксперименты показывают очень большие A_N (до 40 %) в режиме конфайнмента. Для различения существующих теоретических подходов и стимулирования разработки новых, необходимо систематическое изучение A_N для большого количества различных инклюзивных и эксклюзивных реакций, особенно в режиме конфайнмента, который является наиболее неясным с точки зрения теории.

Планируется определить большой блок необходимых физических наблюдаемых, включая одно-спиновые асимметрии в десятках реакций в регионе фрагментации поляризованного пучка, на водородной мишени и на различных ядерных мишенях. Данные в этом объеме отсутствуют на всех энергиях. Результаты сравнения укажут на разницу между взаимодействием антивещества (антиматерии) и вещества (материи) с веществом (материей), что в течение многих лет остается актуальной задачей для науки. Для изучения спиновой структуры нуклонов, будут проведены исследования формирования чармония в районе рассеяния поляризованного пучка с упором на вклад глюонов в спин протонов, что поможет разрешить "спиновой кризис" протона (все кварки в протоне отвечают только за $\sim 30\%$ спина протона) существующий уже почти 30 лет.

Присутствие поляризации для протонов и антипротонов в CP нейтральной системе $p\bar{p}$ -system потенциально открывает возможности для изучения и сравнения реакций конъюгата CP в этой системе. Оно позволяет нам взглянуть на CP инвариантность с новой точки зрения, недоступной для столкновений неполяризованных частиц. Интересно, что коллаборация LHCb недавно была представлена на форуме Rencontres de Moriond EW и на специальном семинаре CERN – первое наблюдение нарушения CP в распадах частицы чарма. Окончательный результат, который использует в основном полный образец данных, собранных LHCb на данный момент, дается количеством $\Delta A_{CP} = (-0,154 \pm 0,029)\%$, чье отличие от нуля численно определяет количество наблюдаемых нарушений CP [7].

Дополнительные уникальные характеристики эксперимента SPASCHARM связаны с возможностью измерения множественности заряженных адронов в событии, определяя центральность адрон-ядро соударений. До сих пор в мире практически не проводились такие исследования, но уже появились первые признаки их релевантности. Еще одна новость по проекту связана с возможностью регистрации не только стабильных частиц, которые являются стабильными благодаря сильному взаимодействию, но и многочисленных резонансов, как мезона так и бариона. На установке SPASCHARM также возможно измерить поперечную поляризацию гиперонов и элементы спиновой матрицы векторных мезонов, что является огромным преимуществом данного проекта. И, наконец, присутствие восьми типов неполяризованных пучков ($\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$, p , $\bar{p}$, d , $\bar{d}$, C), в сочетании с поляризованной мишенью, на порядок расширяет возможности исследования явлений поляризации и повышает уникальность проекта. Изучение энергетической зависимости спиновых эффектов раскрывает динамику взаимодействий. Чтобы оценить модельные параметры измерения можно проводить на нескольких энергиях.

Проект поляризации SPASCHARM выделяется глобальным, системным подходом к изучению систем антипротон-протон (ядра) и протон-протон (ядра). В отличие от большинства экспериментов с поляризацией фиксированной мишени, на высокоточном спектрометре SPASCHARM с большой апертурой может быть реализована полная геометрия под азимутальным углом, что позволит нам исследовать десятки новых процессов с крайне низким уровнем погрешностей. Сочетание широкого диапазона пучков и мишеней с возможностью одновременного обнаружения заряженных и нейтральных частиц на

последних стадиях реакций отличает этот проект от других проектов по поляризации, предназначенных для изучения только ограниченного числа реакций. Измерение спиновых эффектов в большом кинематическом диапазоне в регионе рассеяния пучка и сравнение спиновых эффектов в различных реакциях представляют огромную важность для раскрытия механизма взаимодействия частиц. Ядром группы авторов этого проекта является лаборатория экспериментов с поляризацией ИФВЭ. Эта группа имеет большой научный опыт работы по проекту, как с научной точки зрения, так и по работе с оборудованием. Она занимается исследованиями в области поляризации уже более 40 лет и участвовала практически во всех крупнейших адронных экспериментах по тематике спинов в российских и иностранных научных центрах. В частности, группа сыграла решающую роль в подготовке и проведении экспериментов по поляризации в FNAL (эксперименты E-581 и E-704) и BNL (спиновая часть STAR и E-925). В ходе экспериментов, проведенных в Протвино и в зарубежных центрах, были обнаружены значительные эффекты поляризации, которые не подпадают под существующие теоретические модели.

Стратегии проведения эксперимента SPASCHARM:

Этап 1. Одно-спиновая асимметрия на канале пучков 14 (2018-2021) [8], включая первые измерения поляризации и ее образования.

Этап 2. Создание поляризованных протонных и антипротонных пучков (начало исследования планируется на 2022-2023 г.г.):

Систематическое изучение инклюзивных, эксклюзивных и упругих реакций в образовании частиц, состоящих из легких кварков (u, d, s).

Поляризация (увеличение) в процессах рождения гиперонов и векторных мезонов.

Высокоточное исследования типа пучка частиц, множественность и зависимость числа атома от кинематических параметров ($0 < x_F < 1$, $0 < p_T < 3.0$, $12 < E_{beam} < 60$ ГэВ) в общем диапазоне азимутального угла и с большой апертурой.

Двух-спиновая асимметрия A_{LL} в рождении чармония для изучения вклада глюона $\Delta G/G(x)$ в спин протона на больших x_F .

2.1 Одно-спиновые асимметрии в образовании легких резонансов

Было бы интересно измерить одно-спиновые асимметрии в инклюзивном образовании легких резонансов даже в неполяризованной области рассеяния пучка, но при больших значениях поперечного момента p_T , близкого к границе фазового пространства. В инклюзивной реакции $\pi^- + d \rightarrow \pi^0 + X$ at 40 ГэВ/с и $x_F > 0.7$ одно-спиновая асимметрия A_N равняется нулю при малом p_T и составляет около 15% при p_T близко к 1 ГэВ/с и больше [9]. Когда x_F достигает 1, любая инклюзивная реакция переходит в собственно эксклюзивную реакцию. В эксклюзивной реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ at 40 ГэВ/с одно-спиновая асимметрия A_N также составляет около 15% близко к $-t$ равняется 1 (ГэВ/с)², что эквивалентно p_T близко к 1 ГэВ/с [10]. Таким образом асимметрии в инклюзивном и эксклюзивном π^0 -образовании при 40 ГэВ пучке пионов равны друг другу (также создается впечатление, что асимметрии на поляризованных протонах и нейтронах одни и те же). Наверное, это касается и других легких резонансов. На первом этапе эксперимента будут добавлены два мультиканальных пороговых черенковских счетчика, чтобы различать пионы и каоны. Их длина составляет 1,5 м и 3 м, и они будут расположены между концом магнита и калориметром. Они будут наполнены фреоном и воздухом соответственно, при атмосферном давлении. На первом этапе вольфрамат свинца в калориметре не понадобится, достаточно будет иметь свинцовое стекло со средней разрешающей способностью для обнаружения

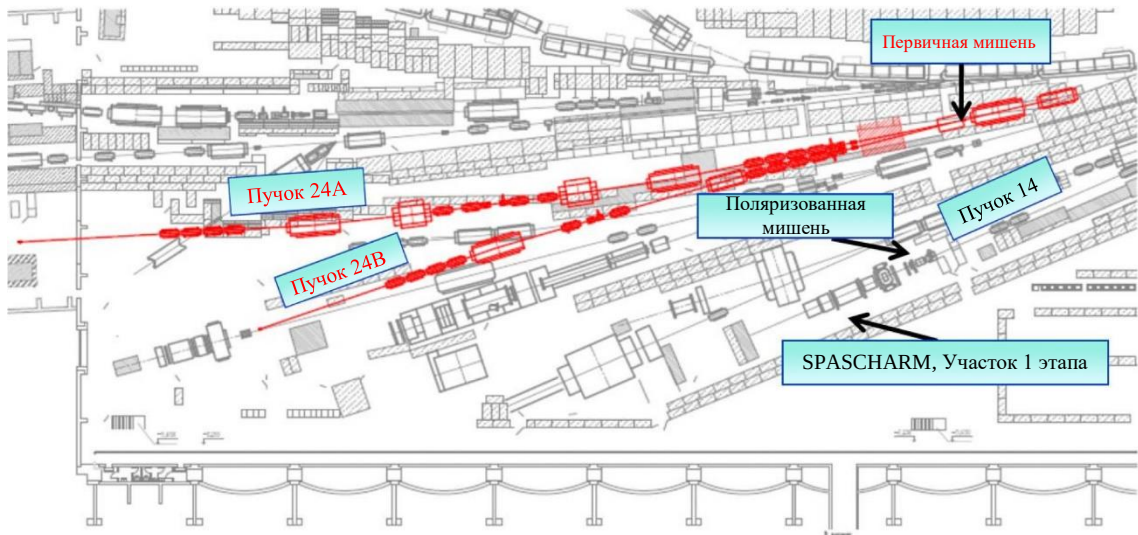


Рис 1: Схема каналов синхротронного излучения 24А и 24В в экспериментальном зале ускорителя У-70.

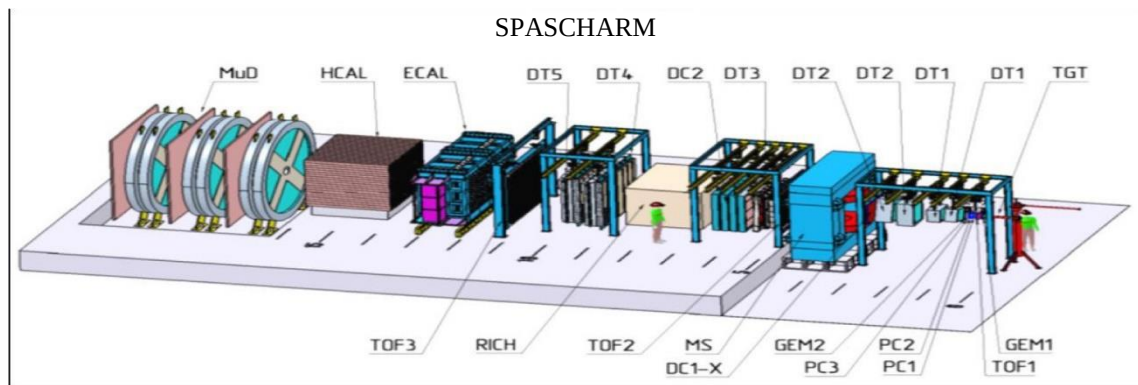


Рис.2: экспериментальная установка SPASCHARM.

легких резонансов. Степень принятия всей конструкции будет снижена, но все же будет достаточной для обнаружения легких резонансов.

Новый эксперимент имеет ряд преимуществ. Эксклюзивные и инклюзивные реакции будут исследованы или в нейтральных модах распада, или в заряженных модах распада, как в предыдущих экспериментах. Мы предлагаем измерять оба мода одновременно и таким образом мы ожидаем значительного увеличения статистики. На установке ПРОЗА были зафиксированы значительные асимметрии (до 30-40%), а осцилляции были зафиксированы в одних и тех же реакциях с фотонами в конечном состоянии. Увеличение статистики примерно на порядок ожидается в реакциях $\pi^- p \rightarrow \omega(782)n$ и $\pi^- p \rightarrow \eta'(958)n$, а также в 3-4 раза в реакциях $\pi^- p \rightarrow f_2(1270)n$ и $\pi^- p \rightarrow a_2(1320)n$. Во-первых, будет измерена асимметрия в реакции $\pi^- p \rightarrow a_0(980)n$, когда $a_0(980)$ распадается до $\eta(550)$ и π^0 (ожидаемый эффект превышает 50%).

Частичный анализ волны огромной статистики по поляризованной мишени увеличит надежность результатов по редким резонансам. Установка имеет 2π -акцепцию по азимутальному углу ϕ и поэтому системные погрешности в одно-спиновых асимметриях будут незначительны.

2.2 Рождение чармония в поляризованных протон-протонных взаимодействиях ($p \rightarrow p \rightarrow$ interactions)

Двух-спиновые эффекты в десятках реакций будут измеряться с использованием поляризованной мишени и пучка (протон и антипротон) для исследований спиновой динамики и спиновой структуры протона. Конечная цель – измерить вклад глюонов в модель независимого подхода. В настоящее время только 30% продольно поляризованного спина протона описано с помощью спина кварка. Дефицит спина в 70% может быть объяснен вкладом от спина глюонов и/или орбитальным моментом партона. За прошедшие 20 лет несколько экспериментов с поляризованными лептонными пучками на установках CERN, HERA, SLAC были нацелены главным образом, на поляризацию кварков. Установки COMPASS и HERMES попытались измерить поляризацию глюонов при малых значениях x , до 0,1-0,15. Эксперименты на RHIC, STAR и PHENIX начали измерять поляризацию глюонов на очень малых значениях x (около 0,01) тогда как поляризация глюонов должна измеряться во всем диапазоне x . Поэтому, несмотря на многолетние эксперименты, подробная декомпозиция спина протона остается неясной – крайне необходимо получить новые экспериментальные данные по $\Delta g(x, Q^2)$, особенно при больших x . Мы предлагаем измерить одновременно двух-спиновую асимметрию A_{LL} для инклюзивных x_{c2} , x_{c1} и J/Ψ с помощью использования 45 ГэВ продольно поляризованного пучка протонов на продольно поляризованной мишени. Наша цель – получить помимо информации по кварк-спину также информацию по глюон-спину из этих трех процессов, чтобы определить какая часть спина протона переносится глюонами. Необходимо обрести более полное понимание рождения чармония на энергиях У-70 – с этой целью, для рождения чармония будут использованы пионовые и протонные пучки. Вклады глюонов в спин протонов, также как и странные кварки и вклады орбитального момента исследуют во всем мире на установках HERMES, COMPASS, RHIC, JLAB и SLAC. Последние достижения в определении функций распределения поляризованного партона, полученные в результате новых измерений столкновений протон-протон на релятивистском коллайдере тяжелых ионов (RHIC), позволили придти к выводу, [11] что вклад глюонов является положительным при различных подходах и составляет $\Delta G = 0,20^{+0,06}_{-0,07}$ для DSSV14 [12] и $\Delta G = 0,23 \pm 0,06$ для NNPDFpol1.1. интегрированного в интервал x 0,05 — 1 и $Q^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$ [13]. Тем не менее, эти результаты зависят от применяемой модели, тогда как измерения SPASCHARM дают уникальную возможность измерить ΔG напрямую. Мы предлагаем провести новый эксперимент в этой области – он должен стать дополнением к уже существующим экспериментам. Он даст возможность получить новые данные на больших x для глобального анализа. Самая большая поляризация глюонов ожидается вблизи значения $x = 0,3$. SPASCHARM будет измерять поляризацию глюонов в области x между 0,3 и 0,6.

Информацию о поляризации глюонов можно получить путем одновременных измерений A_{LL} в инклюзивном образовании x_{c2} и J/Ψ . Этот эксперимент был предложен в Фермилабе (P838) при 200 ГэВ как продолжение E704 [14]. РАС Фермилаба отметил, что физика исключительно интересная, но интенсивность пучка поляризованных протонов из распада Λ -гиперона мала – мало будет статистики. Из-за этого эксперимент не был одобрен.

Конечная цель предлагаемого эксперимента – измерение двух-спиновой асимметрии A_{LL} с помощью продольно поляризованного пучка и мишени в процессе:

$$p \rightarrow + p \rightarrow \rightarrow x_{c2}(J/\Psi) + X, (x_{c2} \rightarrow J/\Psi + \gamma).$$

J/Ψ будет зарегистрирован через распад $\mu^+ \mu^-$ в связи с Bremsstrahlung в $e^+ e^-$ моде распада. Состояния исследуемого гармония – $J/\Psi(3096, J^{PC} = 1^-)$, $x_{c1}(3510, J^{PC} = 1^{++})$ и $x_{c2}(3555, J^{PC} = 2^{++})$. Измеряемая экспериментальная асимметрия имеет вид

$$A_{LL} = \frac{1}{P_B P_T^{eff}} \cdot \frac{I^{++} - I^{+-}}{I^{++} + I^{+-}} \quad (1)$$

где P_B - поляризация пучка, P_T^{eff} – эффективная поляризация мишени, I^{++}, I^{+-} – количество событий, нормализованных до интенсивности падающего пучка. Спиральность $(++)$ и $(+-)$ состояний соответствует состояниям $(\rightarrow\rightarrow)$ и $(\leftarrow\rightarrow)$, соответственно, где стрелки указывают на направление пучка и спина мишени в лабораторной системе.

Теоретические ожидания величины A_{LL} , в основном, зависят от двух предположений:

- величина поляризации глюонов $\Delta G/G$ и
- механизм рождения чармония, определяющий A_{LL} на партонном уровне (в взаимодействиях партон-партон).

Экспериментальная установка SPASCHARM представлена на Рис. 2. Это эксперимент с открытой геометрией. Основные элементы:

- спектрометр с большой апертурой с GEM, дрейфовые камеры и пропорциональные камеры;
- электромагнитный калориметр, и
- детектор мюонов.

Будет изготовлен ячеистый электромагнитный калориметр типа "шашлык" с энергетическим разрешением $\Delta E/E$ порядка 3%. Он критически необходим для точного обнаружения γ -квантов из χ -распадов для отделения χ_{c1} и χ_{c2} благодаря высокоточному энергетическому разрешению калориметра.

Главная часть этого эксперимента – отделение двух состояний чармония со спинами равными 1 и 2, а именно $\chi_{c1}(3510)$ и $\chi_{c2}(3555)$. Было осуществлено моделирование методом Монте Карло при 45 ГэВ. Хорошо видно, что оба интересующих нас состояния хорошо отделены друг от друга.

Эксперимент SPASCHARM рассчитывает на наличие 25000 электронных каналов (7000 ADC, 2000 TDC и 16000 регистраторов). Триггер для взаимодействия в мишени будет оцифрован в каждом суб-детекторе, предварительно обработан и буферизован для дальнейшей обработки. Высокоуровневой отбор триггера будет происходить в вычислительных узлах с доступом к буферам через ткань сети высокой ширины полосы частот. Эксперимент планирует оперировать на скоростях взаимодействия порядка нескольких сотен кГц (около 1 МГц для отслеживания пучка. С предварительной обработкой на детекторной электронике для значительного уменьшения объема данных, типичные размеры событий колеблются в диапазоне от 2 до 4 кВ.

Наша оценка показала, что мы ожидаем получить точность $\sigma(A_{LL}) = 0.07$ для χ_{c2} и 0.025 для J/Ψ при $x = 0,3$ в течение 100 дней сбора данных.

Имея в распоряжении поляризованный протонный пучок на SPASCHARM, будет целесообразно измерить точность одно-спиновой асимметрии в инклюзивном образовании множественных резонансов в области рассеяния поперечного поляризованного пучка в широкой (x_F, p_T) - области. Также это позволит измерить трансверсивность в мюонных (электронных) парах Дрелла-Яна.

2.3 Поляризованные замороженные спиновые мишени в Протвино

Авторы проекта планируют использовать модернизированную замороженную спиновую мишень на основании модели, ранее разработанной в ЛНФ ОИЯИ [15,16].

Мишень включает стационарный криостат с рефрижератором растворения, электромагнитом, высокочастотным генератором, обеспечивающим динамическую поляризацию и матрицу обнаружения ЯМР-сигналов.

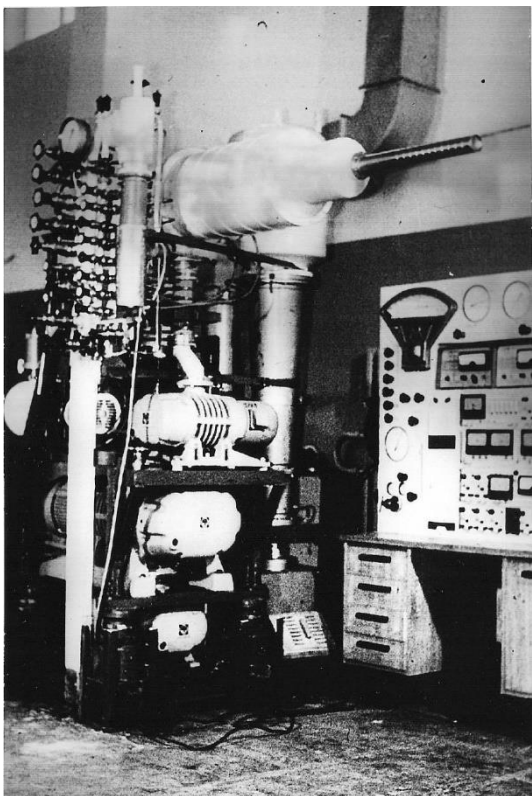


Рис.3: Замороженная спиновая мишень перед транспортировкой из Дубны в ИФВЭ (1978).

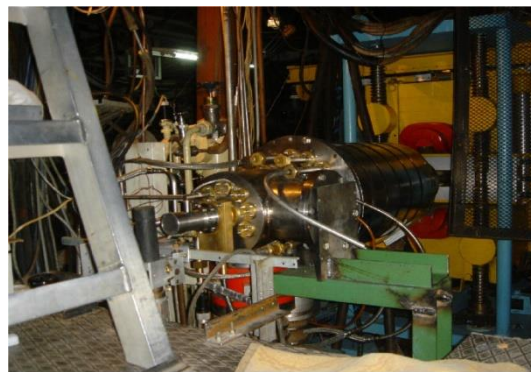


Рис. 4: Замороженная спиновая мишень в районе пучка (Протвино).

Главная часть установки – горизонтальный рефрижератор (криостат) растворения $^3\text{He}/^4\text{He}$, который охлаждает материал мишени во время динамической поляризации и в режиме замораживания (рис. 3, 4) (Рис. 3, 4). «Хвост» криостата помещается в зазор стального электромагнита с движущимися полюсами. В режиме DNP, магнитные полюса находятся в позиции, при которой магнитная цепь замкнута, магнитное поле равняется не менее 2.5 Тл и однородность не ниже 10^{-4} в пределах заданного объема. Когда полюса разомкнуты, магнитное поле составляет 0.4 Тл в зазоре 20 см а однородность составляет 10^{-2} . Этот электромагнит был разработан специалистами ИФВЭ.

Материал мишени, 1,2-пропандиол $\text{C}_3\text{H}_8\text{O}_2$ (объем 20 см^3) с парамагнитной примесью Cr(V) , в форме небольших шариков $\approx 2 \text{ мм}$ в диаметре, помещается в тефлоновый контейнер, диаметром 2 см и длиной 6 см. Максимально достигаемая поляризация протонов составляла 93% и 98% для положительных и отрицательных значений, соответственно. В режиме DNP, $T = 200 \text{ мК}$, скорость циркуляции ^3He составляет 3×10^{-2} моль/сек. Генератор на ЛПД IMPATT с выходной мощностью $\approx 200 \text{ мВт}$ на частоте $\approx 70 \text{ ГГц}$ используется для динамического накопления поляризации. Необходимое время для достижения поляризации $0,8P_{\text{max}}$ составляет ≈ 40 мин.

В режиме замороженного спина мишень поддерживается при температуре 20 мК в магнитном поле 0,45 Тл; скорость циркуляции ^3He составляет 2×10^{-3} моль/сек. При этих условиях время спиновой релаксации составило ≈ 1200 час. для положительной поляризации и 800 час. для отрицательной поляризации.

Измерение поляризации мишени проводится с помощью Q-метра Ливерпульского типа с рабочей частотой порядка 106 МГц.

2.4 Основные результаты

Первые данные для изучения одно-спиновых асимметрий для эксперимента SPASCHARM были получены в 2018 г. (анализ только начался).

Публикации: 1. The polarized proton and antiproton beam project at U-70 accelerator V.V. Abramov (Serpukhov, IHEP & Kurchatov Inst., Moscow) et al.. 2018. 7 pp. Published in Nucl. Instrum. Meth. **A 901** (2018) 62.

2. Measurements of the Beam and Target Analyzing Powers and Spin Correlation Parameter ANN in Elastic pp Scattering at 45 ГэВ/с. V.V. Abramov (Serpukhov, IHEP) et al.. 2018, Published in KnE Energ.Phys. **3** (2018) 326.

3. Comparative study of the inclusive asymmetries induced by polarized protons and antiprotons at 16 ГэВ/с at the U-70 accelerator V.A. Okorokov (Moscow Phys. Eng. Inst.) et al.. Oct 16, 2017. 7 pp. Published in J. Phys. Conf. Ser. **938** (2017) no.1, 012014.

4. Polarized proton and antiproton beams for the SPASCHARM experiment at U-70 accelerator I.I. Azhgirey et al, Published in J. Phys. Conf. Ser. **798** (2017) no.1, 012177.

5. Study of single-spin asymmetries with polarized target at the SPASCHARM experiment at U-70 accelerator V.V. Abramov (Serpukhov, IHEP) et al.. 2017. 5 pp. Published in J.Phys.Conf.Ser. **798** (2017) no.1, 012096.

6. Beam polarimetry at the SPASCHARM experiment at IHEP U-70 accelerator A.A. Bogdanov (Moscow Phys. Eng. Inst. & Kurchatov Inst., Moscow) et al.. 2017. 5 pp. Published in J. Phys. Conf. Ser. **798** (2017) no.1, 012179.

7. Simultaneous measurements of spin observables A_N and A_{NN} in elastic pp scattering (extension of the SPASCHARM program at U-70). V.V. Abramov (Serpukhov, IHEP) et al.. 2017, Published in J. Phys. Conf. Ser. **938** (2017) no.1, 012006.

3 GDH: Спиральная зависимость процессов фоторождения одного и двух пионов и интеграл GDH на нейтроне

Традиционно, главная цель измерений фоторождения мезона – так называемый «полный» эксперимент, который позволяет описать реакцию, исследуемую модельно независимым способом.

Концепция полного эксперимента по матрице рассеяния двух частиц со спином была впервые представлена авторским коллективом в составе Л.Д. Пузикова, Р.М. Рындина и Я.А. Смородинского в 1957 г.

В общем, имеются 64 поляризационных наблюдаемых для одного и двух псевдоскалярных мезонов. Для фоторождения двойного мезона нам необходимо извлечь информацию по 8 спиральностям или по поперечным амплитудам. В этом случае существует 28 отношений и еще 21 отношение, которые появляются в результате учета их фаз, оставляющих 15 независимых объемов [17]. Например, для $\gamma N \rightarrow \pi\pi N$ реакции мы должны провести измерения для 8 независимых наблюдаемых чтобы получить абсолютные магнитуды амплитуд, плюс 7 для независимых фазовых отличий. Более того, это нужно сделать на каждой кинематической точке, которая зависит от 5 кинематических переменных. На сегодняшний день это практически невозможно.

С этой точки зрения, фоторождение одного псевдоскалярного мезона выглядит более реалистично: нам нужно извлечь информацию только по 4 спиральным или поперечным амплитудам из 16 возможных наблюдаемых. Минимальный "полный" набор экспериментов потребует 7 измерений тщательно отобранных поляризационных наблюдаемых в дополнение к дифференциальному сечению на каждой кинематической точке, что зависит не только от 2 кинематических переменных.

Эксперименты проводятся с пучком фотонов на ускорителе электронов MAMI C, в г. Майнц, Германия. Главная экспериментальная установка:

1) Пучок меченых фотонов (неполяризованный, циркулярная поляризация, линейная поляризация).

2) пучковый детектор:

- 4π фотонный спектрометр CB/TAPS (100% телесный угол, покрывающий частицы, распадающиеся на два и более вторичных фотонов, 97% 4π для одиночных фотонов, нахождение нейтронов и заряженных частиц также возможно в ограниченных энергетических режимах).

- Crystal Ball (CB) охватывает полярный диапазон углов ($20 - 160^\circ$) и TAPS: ($1 - 20^\circ$). CB состоит из 672 кристаллов NaI(Tl) с 15.7 длинами излучения.

- TAPS состоит из 366 кристаллов BaF₂ с 12 длинами излучения и дополнен 5-мм пластиковым сцинтиллятором впереди каждого модуля (VETO).

- MWPC, 2 цилиндрические многопроволочные пропорциональные камеры для реконструкции вихря, коррекции позиции мишени (z), и контроля позиции пучка (x, y).

- PID (Детектор идентификации частиц) состоит из сборки сцинтилляторских полос толщиной 24 мм. Это VETO детектор для фотонов в Crystal Ball, также он работает как детектор $\Delta E/E$ для идентификации заряженных частиц в Crystal Ball.

- поляриметр протонов отдачи. Метод: обнаружение протона рассеянного в графитовом анализаторе и сравнение его угла с кинематической реконструкцией.

3) замороженная спиновая мишень Дубна-Майнц (имеется в наличии с 05.2010) использует Бутанол или d-Бутанол, ³He/⁴He рефрижератор растворения, сверхпроводящий магнит, с возможными продольными и поперечными поляризациями.

- Максимальные поляризации; для протонов $\approx 90\%$, для дейтронов $\approx 75\%$.

- Максимальное время релаксации ≈ 2000 часов.

4) Новая разработка: активная (мерцающая) поляризованная мишень.

3.1 Физические мотивации

Эксперимент A2-9/05 для измерения спиральной зависимости единичных и двойных процессов фоторождения и интеграл GDN на нейтроне, не потребовал времени пучка за все 3 года, т.к. он был одобрен с присвоением А-рейтинга из-за задержек в создании бутаноловой (дейтерированной) мишени с замороженным спином в Майнце. Однако задачи, поставленные этим предложением, по-прежнему остаются актуальными. В настоящем предложении мы намереваемся актуализировать научный кейс и расширить

границы эксперимента, используя недавно разработанную ^3He мишень высокого давления, продольно поляризованную, которая дополняет свойства мишени с замороженным спином. Ядро поляризованного ^3He атома состоит из двух спин-спаренных протонов и одного неспаренного нейтрона, что придает ему вид единственного поляризованного нейтрона. Из расчетов ядерной волновой функции ^3He можно ожидать, что неспаренный нейтрон переносит (carries) около 90% всего спина ^3He [18]. Следовательно, отсутствие свободных нейтронных мишеней делает ^3He ценным инструментом в исследовании поляризации фундаментальной структуры нейтрона. Сочетание двух различных поляризованных "ядерных" нейтронных мишеней и способность экспериментального аппарата четко идентифицировать различные каналы частичной реакции позволит произвести точную количественную оценку корректировок в силу связанного характера поляризованных нейтронов, таким образом позволяя дать четкое определение подинтегрального выражения GDH на свободном нейтроне, охватывающего широкий диапазон энергий, и каналов $\gamma n \rightarrow N\pi(\pi)$.

Была разработана новая твердотельная поляризованная мишень, пригодная для исследования спиновой структуры нуклонов путем проведения эксперименты с двойной поляризацией на ускорителе MAMI C.

Некоторые будущие эксперименты с этой мишенью перечислены ниже:

- экспериментальная проверка правила сумм Герасимова-Дрелла-Херна (GDH) в энергетическом диапазоне до 1550 МэВ;
- спиральная зависимость π^0 , $\pi^0\pi^0$, $\pi^0\pi$ и $\pi^+\pi^-$ образования на протоне в $D_{13}(1520)$ и $F_{15}(1680)$ резонансах (требует наличия циркулярно поляризованных фотонов и продольно поляризованных протонов);
- измерение G асимметрии в $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ и $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ чувствительной к резонансу Ропера $P_{11}(1440)$; требует линейно поляризованных фотонов и продольно поляризованных протонов);
- фоторождение η -мезонов на нейтроне: измерение двойной поляризационной наблюдаемой E (чувствительной к резонансу $D_{15}(1675)$); требует циркулярно поляризованных фотонов на продольно поляризованных дейтронах);
- Общее инклюзивное сечение фотопоглощения на дейтроне в диапазоне фотонной энергии между 800 и 1550 МэВ, где статистическая точность существующих данных достаточно низка;

3.2 Правило сумм GDH на нейтроне

Правило сумм Герасимова-Дрелла-Херна (GDH) [19, 20] относит аномальный магнитный импульс (АМИ) k частицы со спином S и массой M к интегралу взвешенной спиральной асимметрии общего сечения поглощения для циркулярно поляризованных протонов на продольно поляризованной мишени:

$$I_{GDH} = \int_{v_{th}}^{\infty} \frac{\sigma_p - \sigma_a}{v} dv = 4\pi k^2 \frac{e^2}{M^2} S, \quad (2)$$

где v – энергия фотона и $\sigma_p(\sigma_a)$ обозначает общие сечения поглощения для параллельной (антипараллельной) ориентации фотона и спинов частиц. Неупругий порог v_{th} соответствует порогу

	p	n	d	³ He
μ	2,79	-1,92	0,86	-2,13
κ	1,79	-1,92	-0,14	-8,37
I_{GDH}	204	233	0.65	498

Таблица 1: Магнитный импульс μ , АММ κ (в единицах ядерного магнетона μ_N) и правило сумм GDH I_{GDH} в единицах μb для протонов, нейтронов, дейтронов и ядер ³He.

образования пионов (фотодезинтеграция) для нуклонной (ядерной) мишени. Это отношение создает фундаментальную связь между свойствами основного состояния частицы и моментом всего спектра возбуждения, показывая эквивалентность не исчезающего κ внутренней динамической структуре рассматриваемой частицы. В этом случае измерение подинтегрального выражения GDH является фундаментальной проверкой наших познаний в области фотовозбуждения композитных адронных систем. На таблице 1 показан магнитный момент (μ), АММ и значения правила сумм GDH для протонов, нейтронов, дейтронов и ядер ³He.

В случае с нуклоном, оценка значения правила сумм GDH может быть выполнена с использованием сочетания мультипольного анализа имеющихся данных по фоторождению одиночных пионов (в основном, из неполяризованных экспериментов) [21,22] и феноменологических моделей мультипиона и реакций фоторождения тяжелых мезонов [23-25] до $E_\gamma \simeq 2$ ГэВ. Помимо этой фотонной энергии, вклад можно оценить из подходов типа Regge. [26].

На таблице 2 дана текущая теоретическая оценка значений правила сумм GDH для протона и нейтрона. Эти оценки не совпадают с ожидаемым значением правила сумм GDH для протона, но приблизительно повторяет значение GDH для нейтрона. Однако разница (протон-нейтрон) имеет другой знак по отношению к ожиданиям GDH.

Также полезно выполнить разложение изоспина уравнения 2 для нуклона, которое дает следующий результат:

$$I_{GDH}^{p,n} = \frac{2\pi^2 e^2}{m^2} (k_s \pm k_v)^2 = (I_{vv} + I_{ss} \pm I_{vs}), \quad (3)$$

где нижние индексы s , v обозначают изовектор и изоскалярные части аномального магнитного момента, соответственно. Доминирование изовекторного компонента ($k_v = 1,85\mu_N$) над изоскаляром один ($k_s = -0,06\mu_N$) ответственно за чрезвычайную чувствительность изовектор-изоскаляр term I_{vs} в интеграле GDH к различным моделям. Этот интерференционный член отвечает за $(p - n)$ разницу правила сумм. Первая экспериментальная проверка правила сумм GDH для протона была выполнена совместно на устройствах мечения фотонов в Майнце и Бонне, где I_{GDH}^p была измерена в диапазоне фотонной энергии $200 \text{ МэВ} < E_\gamma < 2,9 \text{ ГэВ}$ [27-30]. Сочетание этого результата с теоретическими прогнозами для неизмеренных энергетических диапазонов (см. таблицу 3[31]) подтверждает валидность правила сумм GDH для протона, что расходится с оценками, данными в таблице 2. Главная причина такого несоответствия – колебательная фотонно-энергетическая зависимость подинтегрального выражения GDH в силу мультипольных вкладов чередующегося (переменного) знака. Поэтому надежное предсказание требует очень высокой точности, которая не была достигнута ни одной из существующих моделей.

Это несоответствие подчеркивает необходимость в проведении точного теста правила сумм GDH для нейтрона и протона и для точных данных по поляризации в отношении всех каналов $\gamma N \rightarrow N\pi(\pi)$, которые дают доминирующий вклад в интеграл GDH чтобы выяснить природу

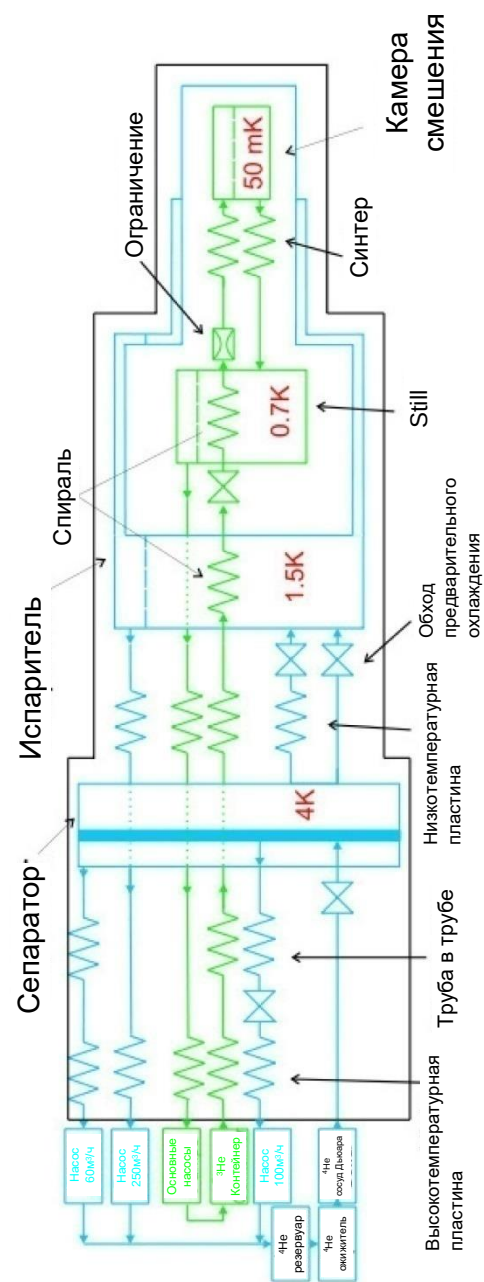


Рис.5: Схематическое изображение криостата растворения в Дубне-Майнце.

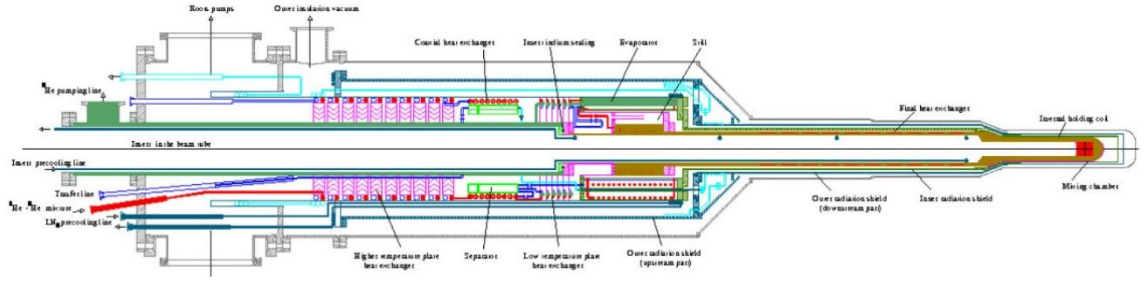


Рис.6: Схематическое изображение рефрижератора растворения в Дубне/Майнце.

	I_{GDH} протон	I_{GDH} нейтрон
$\gamma N \rightarrow N\pi$	172[174]	147[131]
$\gamma N \rightarrow N\pi\pi$	94	82
$\gamma N \rightarrow N\eta$	-8	-6
$\gamma N \rightarrow K\Lambda(\Sigma)$	-4	2
$\gamma N \rightarrow N\rho(\omega)$	0	2
Вклад Regge ($E_\gamma > 2$ ГэВ)	-14	20
Всего	$\approx 239[231]$	$\approx 247[231]$
Правило сумм GDH	204	233

Таблица 2: Вклады различных каналов частичной реакции в правило сумм GDH. Прогнозы для $N\pi$ из SAID [21] и (в скобках) MAID [22] мультипольный анализ; оценки для $N\pi\pi$ взяты из [23]; оценки для $N\eta$ взяты из [22]; вклады канала каонов взяты из [24]; предсказания для образования векторных мезонов взяты из [25]; Вклады Regge взяты из [26].

E_γ (ГэВ)	I_{GDH}^p
≤ 0.2	-28.5 ± 2
0,2 — 0,8 (измерено)	$226 \pm 5 \pm 12$
0,8 — 2,9 (измерено)	$27,5 \pm 2 \pm 1,2$
$\geq 2,9$	-14 ± 2
Всего	$211 \pm 5 \pm 12$
Правило сумм GDH	204

Таблица 3: Вклад (в μb) различных энергетических регионов в GDH интеграл I_{GDH}^p на протоне. Вклад для $E_\gamma < 0,2$ ГэВ из MAID [22] мультипольный анализ с погрешностью, оцененной путем сравнения с SAID [21]. Асимптотический вклад ($E_\gamma > 2,9$ ГэВ) взят из [26] с погрешностью, оцененной путем сравнения с аналогичным подходом [32].

существующих расхождений.

Для нейтрона интерпретация экспериментальных данных более сложная, чем в случае с протоном из-за отсутствия свободных нейтронных мишеней, что требует использования нейтронов, связанных в ^2H или ^3He . Эффекты ядерной структуры и взаимодействия конечного состояния препятствуют прямому доступу к свободным нейтронным сечениям и для их оценки требуется теоретическая поддержка. Поэтому количественная экстракция of I_{GDH}^n является модельно-зависимой.

Комбинированное использование нейтрон-заменяемых мишеней и способность экспериментального аппарата отделять различные каналы частичной реакции будут играть критическую роль в ограничении теоретического анализа и в установлении обоснованности моделей, которые будут использоваться для этой экстракции. В частности, сравнение между двумя различными значениями "свободного нейтрона" которые извлекаются из дейтрона и мишеней ^3He используя различные ядерные модели, станет фундаментальной перекрестной проверкой надежности процедур экстракции.

В то время как в дейтроне протон и нейтрон находятся в состояниях относительного движения с выстроенными спинами, ^3He – это система двух протонов со спаренными спинами, и "активным" неспаренным нейтроном, вновь в относительных состояниях. В результате мы находим (см. таблицу 1), что

$$\mu_d \approx \mu_p; \mu_{3\text{He}} \approx \mu_n,$$

из чего следует, что функция спиновой структуры гораздо ближе к свободному нейтрону, чем к дейтрону. Поэтому ожидается, что измеренная функция интегрального выражения GDH для ^3He выше порога фоторождения пиона уже будет хорошим первым приближением значения I_{GDH}^n . Более количественная оценка может быть выполнена путем рассмотрения части интегрального выражения GDH для дейтрона и ^3He выше порога образования пиона.

3.3 Спиральная зависимость фоторождения мезона на протоне

Мы предлагаем провести точное измерение спиральной асимметрии фоторождения мезона с нейтральными конечными состояниями с помощью установки Crystal Ball/TAPS/TAPS совместно с новой мишенью с замороженной поляризацией ядер в Майнце и циркулярно поляризованного протонного пучка в MAMI C. Образование одного π^0 показывает сильную чувствительность к резонансам $D_{13}(1520)$ - и $F_{15}(1680)$, образование η позволит также исследовать вклад резонансов $P_{11}(1710)$, $S_{11}(1650)$, и $F_{15}(1680)$. Спиральная асимметрия и спиралезависимые инвариантные массовые распределения в образовании двойного π^0 , $\pi+\pi^0$



Рис. 7: Новый рефрижератор растворения для мишени с замороженной поляризацией ядер внутри детектора "Crystal Ball".

и $\eta\pi^0$ поможет определить резонансные вклады в промежуточные состояния и прояснить механизмы доминантной реакции. Будет определен вклад этих каналов реакций в интегральное выражение GDH. Недавно первые предварительные результаты от "Crystal Barrel в ELSA" и "коллаборации CLAS в JLAB" были показаны на конференции NSTAR 2009. Однако эти данные берут начало на уровне фотонной энергии выше 500 МэВ. С другой стороны, уже были показаны предварительные данные из "Эксперимента LEGS на BNL Brookhaven" в резонансной области $P_{33}(1232)$, которые не совпадают со старыми данными, полученными на детекторе DAPHNE в Майнце. Новый эксперимент в Майнце с установкой Crystall Ball/TAPS, специализирующейся на конечных состояниях мультифотона вместе с новой мишенью с замороженным спином в Майнце предоставит набор данных с высокой систематической и статистической точностью в энергетическом диапазоне MAMI Cc порога до 1400 МэВ и кроме этого свяжет вместе и перепроверит результаты, полученные из других лабораторий.

Эксперимент будет проведен на мишенной станции фотонов МАМИ (Глазко-Таггер). Циркулярно поляризованные фотоны будут использованы в комбинации с продольно поляризованной мишенью и спектрометром фотонов 4π Crystal Ball с TAPS в качестве передней стены и черенковским детектором для подавления электромагнитного фона.

3.4 Измерение G асимметрии в $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^0$ и $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow n\pi^+$

Мы предлагаем провести точное измерение наблюдаемой G в $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^0$ и $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow n\pi^+$ в бласти энергии меченого фотона 250-800 МэВ, чтобы определить M_{1-} частичную волну, чувствительную к резонансу Ропера $P_{11}(1440)$. Измерение единичного и

пионового каналов позволит достичь отделения изоспина (M_{1-} for $I=1/2$ и $I = 3/2$). Недавно первые предварительные результаты в отношении наблюдаемой G от "коллаборации CBELSA/TAPS" и "коллаборации CLAS" были продемонстрированы на конференции NSTAR 2009. Однако эти предварительные наборы данных начинаются при фотонной энергии свыше 500 МэВ.

Нам требуется пучок линейно поляризованных фотонов на продольно поляризованной бутаноловой мишени и фотонный спектрометр 4 π "Crystal Barrel" в комбинации с TAPS в качестве передней стены, детектирующая система DAPHNE и сцинтиллятор PID. Новая система мечения обеспечит интенсивный, линейно поляризованный пучок фотонов.

3.5 Поперечные асимметрии T и F в η фоторождении η -мезонов в области $S_{11}(1535)$

Мы предлагаем измерить асимметрию мишени T и наблюдаемую двойной поляризации F для фоторождения (тяжелых псевдоскалярных мезонов) η чтобы исследовать эффекты интерференции между $S_{11}(1535)$ и $D_{13}(1520)$ резонансами нуклонов и определить энергетически-зависимый фазовый переход между волнами s и d , что до сих пор не учитывались изобарными моделями теоретических групп MAID, SAID для фоторождения η .

Нам необходим пучок циркулярно поляризованных фотонов, энергетически меченых новой мишенной станцией, в сочетании с поперечно поляризованной мишенью замороженного спина бутанола. Продукты реакции будут обнаружены с помощью 4 π фотонного спектрометра Crystal ball/TAPS, детектор PID и цилиндрический MWPC, которые выполняют идентификацию частицы и отслежат (track) реконструкцию для заряженных частиц.

3.6 Наблюдаемые спина для $\pi\eta$ фоторождения в области $D_{33}(1700)$

Недавно измеренные общие и дифференциальные сечения для реакции $\gamma p \rightarrow \pi^0 \eta p$ указывают на доминирование $\Delta(1700)D_{33}$ резонансов в энергетическом диапазоне $E_\gamma = 0,95 - 1,4$ ГэВ. Мы предлагаем использовать это доминанту чтобы систематически изучить свойства $D_{33}(1700)$, а также другие амплитуды парциальных волн, которые обнаруживают себя через интерференцию с ней. Такие билинейные комбинации амплитуд парциальных волн могут быть получены путем измерения поперечных спиновых наблюдаемых T и F .

Эксперимент будет выполнен на новой системе мечения фотонов ускорителя MAMI с помощью детекторной установки Crystal Ball/TAPS вместе с поперечно поляризованной мишенью замороженного бутанола и циркулярно поляризованным фотонным пучком.

3.7 Измерение поляризованной мишени и пучковых асимметрий в фоторождении пионов на протоне: тест киральной динамики

Мы предлагаем провести точные измерения реакции $\vec{\gamma} \vec{p} \rightarrow p \pi^0$ с порога до половины пути до Δ резонанса, с использованием поляризованных пучков и мишеней. Эти измерения станут дополнительной, более строгой проверкой нашего текущего понимания того что пион является бозоном Nambu-Goldstone в силу нарушения спонтанной киральной симметрии в QCD. В частности, мы будем тестировать подробные предсказания киральной теории возмущений (ChPT) и ее энергетическую область сходимости. Этот эксперимент будет тестировать сильное нарушение изоспина из-за разницы в массе верхних и нижних кварков. Данные по (инвариантности поворота времени (time reversal odd) асимметрии поперечно поляризованной мишени

$T = A(\gamma)$ будут чувствительны к фазовым сдвигам πN и дадут информацию по нейтральным и заряженным состояниям ($\pi^0 p$, $\pi^+ n$) в области энергий, которые недоступны для традиционных экспериментов с рассеянием πN . Данные по наблюдаемой двойной поляризации $F = A(\gamma_c, x)$ (циркулярно поляризованные фотоны – поперечно поляризованная мишень) будут чувствительны к мультиполюсам d -волны, важность чего уже была недавно показана в области близкой к пороговой.

Нам нужен пучок меченых, циркулярно поляризованных фотонов, направленных на поперечно поляризованную бутаноловую мишень. Детектор будет состоять из фотонного спектрометра Crystal Ball в сочетании с детектором TAPS в качестве передней стенки. Будет использована новая система мечения и поляризованные электроны.

3.8 Измерение спиновых поляризуемостей протонов

Мы предлагаем провести три точных эксперимента с комптоновским рассеянием для измерения спиновых поляризуемостей протонов. Эти четыре структурные константы являются фундаментальными наблюдаемыми, описывающими спиновой отклик нуклона, и в последние годы они стали вызывать значительный теоретический интерес. Используя вычитаемые дисперсионные отношения, значения известных статических поляризуемостей, α_{E1} и β_{M1} , и измерение одного пучковой и двух-пучковых асимметрий мы намереваемся извлечь все эти четыре величины. Эксперимент будет выполнен на новой

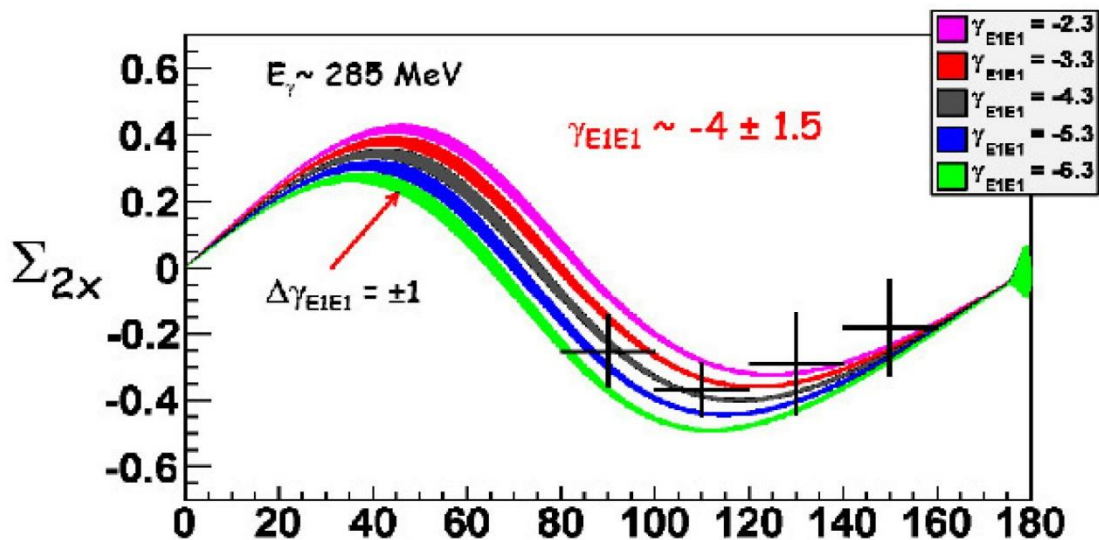


Рис.8: Поляризуемость спина протона γ_{E1E1} , полученная из измерения асимметрии Σ_{2x} комптоновского рассеяния. Точками обозначены экспериментальные данные, кривые обозначают расчеты дисперсионной модели. Горизонтальная ось обозначает угол рассеяния.

установке мечения фотонов ускорителя МАМІ с использованием поляризованных пучков фотонов линейных и циркулярных) на поляризованных (бутанол) и неполяризованных (жидкий водород) мишенях, на которых продукты реакции будут обнаружены с использованием детекторов СВ/TAPS.

3.9 Фоторождение пионов на поляризованных нейтронах

Задача данного предложения – образование пионов и изучение их взаимодействий с поперечно и продольно поляризованными нейтронами. Наша программа делает упор на использовании реальных поляризованных фотонов для образования коротко живущих мезонов на поляризованных и неполяризованных нуклонных мишенях. После недавней модернизации установки MAMI-C до 1.6 ГэВ, мы можем получать полный нонет псевдоскалярных мезонов. Результаты нашей программы будут использованы для тестирования теоретических прогнозов, основанных на QCD, решеточной QCD, и различных динамических моделях. Они также будут использоваться для расширения анализов GW SAID, BnGa, JuBo, и MAID в энергетическом регионе от порога пионов до 1.6 ГэВ. Эти данные также предоставят когерентное π^0 образование на поляризованном дейтроне, что позволит нам расширить наши исследования механизма реакции этого процесса.

Эксперимент будет проведен с применением 4 π спектрометра Crystal Ball (CB) совместно с детектором TAPS в MAMI. Установки в MAMI необходимые для этого предложения включают меченые, линейно поляризованные фотоны, предоставляемые новым аппаратом для мечения фотонов (Таггер) и продольно поляризованные (дейтеризованные) мишени [33,34].

3.10 Поляризованная замороженная спиновая мишень в Майнце

Эксперименты с поляризацией с использованием твердотелых мишеней высокой плотности могут достичь наиболее высоких светимостей. Для измерения двойной поляризации запланированной на детекторе Crystal Ball на поляризованных протонах и дейтронах был специально сконструирован и построен совместно с Объединенным институтом ядерных исследований большой горизонтальный рефрижератор растворения ^3He . Он имеет минимальные ограничения по обнаружению частиц и вставляется в центральный баррель внутреннего Детектора Идентификации Частиц (PID2). Это было достигнуто за счет использования техники замороженного спина с новой концепцией помещения тонкой сверхпроводящей катушки внутрь рефрижератора поляризации. Возможны продольные и поперечные поляризации. Высокая поляризация нуклона в твердотелых материалах мишени достигается методом "динамической поляризации нуклона" (DNP) за счет процесса накачки поляризации на СВЧ-генераторе. Этот процесс применим к любому ядру со спином и уже применялся в различных экспериментах с поляризованными протонными и дейтронными мишенями. Геометрическая конфигурация мишени одна и та же для устройства поляризованного протона и дейтрона. Однако поскольку измерение поляризации дейтрона более сложно из-за малого значения сигналов поляризации, необходима модификация некоторых базовых компонентов. Существуют две причины: во-первых, магнитный момент дейтрона меньше, чем магнитный момент протона и, кроме того, взаимодействие квадрупольного момента дейтрона с градиентом электрического поля в образце расширяет сигнал поляризации дейтрона. В измерении поляризации ожидается точность $\delta P_p/P_p$ от 2 до 3% для протонов и $\delta P_d/P_d$ от 4 до 5% для дейтронов. Также необходимо учесть, что измеренная поляризация дейтрона P_d не равна поляризации нейтрона P_n . Учитывая, что примесь D-состояния дейтрона составляет 6%, расчет основанный на коэффициентах Clebsch-Gordon приводит к $P_n = 0,91P_d$. В наличии имеются несколько поляризованных протонных и дейтронных материалов, такие как спирт и дейтерированный спирт (напр. бутанол $\text{C}_4\text{H}_9\text{OH}$), NH_3 , ND_3 или ^6LiD . Самыми важными критериями при выборе материала, подходящего для экспериментов с физикой частиц, – это степень поляризации P и отношение k трех поляризуемых нуклонов к общему числу нуклонов. Дальнейшие требования к поляризованным материалам мишени включают короткое время для выстраивания поляризации и простая, воспроизводимая подготовка мишени. Соппротивление поляризации

от радиационного повреждения не является темой экспериментов с низкоинтенсивным меченым фотоновым пучком ($\dot{N}_\gamma \approx 5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$) который будет использован в данном случае. Однако необходимо исследовать ограничения уменьшенного времени релаксации из-за перегрева целевых бусин (сопротивление Капицы).

Принимая все свойства вместе, можно сказать, что бутанол и дейтерированный бутанол – это лучший материал для этого эксперимента. Для протонов мы имеем максимальную поляризацию $P_p = 90\%$ и среднюю поляризацию $P_p = 70\%$ в режиме замороженного спина. Недавно была получена поляризация дейтрона $P_d = 80\%$ с тритил-легированными бутаноловыми мишенями при 2,5 Тл магнитном поле в $^3\text{He}/^4\text{He}$ рефрижераторе растворения. При 0,5 Тл удерживающем поле была получена средняя поляризация нейтрона $P_n = 50\%$. Наполняющий фактор для бутаноловых сфер с ~ 2 мм диаметром в контейнер мишени длиной 2 см и диаметром 2 см составляет примерно 60%. При общем потоке меченых фотонов 5×10^7 и температуре мишени 30 мК было получено время релаксации 2000 часов [35]. Во время проведения эксперимента поляризация должна обновляться с помощью микроволновой накачки примерно раз в неделю. В заключение представлены основные параметры мишени:

- Максимальный общий поток меченых фотонов в диапазоне энергии 4,7 до 93% E_0 : $\dot{N}_\gamma \approx 5 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$, с временем релаксации 2000 часов.
- Плотность протона мишени в 2 см ячейке: $N_T \approx 9,1 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$ (включая факторы растворения и наполнения).
- Средняя поляризация протонов $P_p = 70\%$.
- Плотность дейтрона мишени в 2 см ячейке: $N_T \approx 9,4 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$ (включая факторы растворения и факторы наполнения).
- Средняя поляризация нейтронов $P_n = 50\%$.

Новая мишень с замороженным спином в Майнце будет использована вместе с детектором Crystal Ball для проведения экспериментов двойной поляризации, которые дадут новую информацию о спиновой структуре нуклонов. Как было показано ранее, для поляризации материала мишени требуются высокие магнитные поля и низкие температуры. Температуры в диапазоне мК достигаются с помощью рефрижератора растворения. Это должно совпадать с геометрией детектора Crystal Ball, поэтому она должна быть горизонтальной с хорошо определенным максимальным радиусом. Сверхпроводящий магнит создает магнитное поле до 5 Тл с высокой однородностью. Система СВЧ – генератора увеличивает степень поляризации методом динамической ядерной поляризации (DNP). Разработанная система ядерного магнитного резонанса (NMR) обеспечит точное измерение степени поляризации. Следующие разделы представят главные части мишени с замороженным спином Майнца, и ее актуальность.

3.10.1 Рефрижератор

Горизонтальный криостат растворения был разработан в тесном сотрудничестве с группой поляризованной мишени Объединенного института ядерных исследований, Дубна, ([36-39,74]). На рис. 5 показано схематическое изображение криостата. Система предварительного охлаждения ^4He обозначена синим цветом, линия ^3He – зеленым. Выходящий гелий собирается в резервуарном контейнере и затем

разжижается в стандартном ожижителе Линде. ^4He переводится из сосуда Дьюара в *сепаратор*. Этот поток контролируется игольчатым клапаном. В этом сосуде гелий разделяется на газ и жидкие фазы. Сверхпроводящий провод используется для измерения уровня жидкого гелия. Один $60 \text{ м}^3/\text{ч}$ роторный насос циркулирует газ через различные теплообменники, прикрепленные к внешнему экрану чтобы термоизолировать внутреннюю часть криостата. Еще один $100 \text{ м}^3/\text{ч}$ роторный насос уменьшает давление пара сверху жидкости. Этот выходящий газ заранее охлаждает входящий ^3He газ в два этапа с высокой температурой и теплообменником типа «труба-в-трубе» (HE). Один игольчатый клапан управляет исходящим потоком между двумя HE.

Жидкий гелий из сепаратора может передвигаться к *испарителю* через HE, где входящий газ ^3He разжижается, или прямо через котел *испарителя* через HE, где входящий ^3He разжижается или прямо через байпас для процесса охлаждения, т.к. сопротивления потока HE слишком высоко для теплого газа. Этими возможностями управляют два игольчатых клапана. Также, как и в сепараторе, уровень жидкости измеряется сверхпроводящей проволокой. Температура в испарителе понижается примерно до 1.5 K путем истощения гелия с помощью $250 \text{ м}^3/\text{ч}$ роторного насоса. Этот газ также используется для охлаждения входящего газа. Испаритель окружает *неподвижный сосуд (still)* и термоизолирует его.

Входящая ^3He жидкость проходит через спираль, погруженную в холодный гелий испарителя и еще одну внутри still. Сзади still находятся десять спеченных теплообменников, которые понижают температуру жидкого ^3He насколько возможно прежде чем он войдет в *смесительную камеру*. Там происходит разделение разбавленно-концентрированной фазы и достигается самая низкая температура. Жидкость из разбавленной фазы направляется в still. через спеченные теплообменники, которые предварительно охлаждают входящий ^3He .

Нагреватель помещается в still для испарения жидкости. Этот газ откачивается с помощью мощных насосов Рутса и на выходе он охлаждает весь криостат. После того как Рутс откачивает теплый газ, газ реинжектируется и непрерывный процесс начинается снова.

3.10.2 Поляризованный магнит

Чтобы поляризовать материал мишени используется сверхпроводящий магнит, способный проводить до 5 Тл с центральной однородностью $\Delta B/B \leq 10^{-4}$. Высокий компактный соленоид поля состоит из единого блока многопланового NbTi, закрепленного на фундаменте из нержавеющей стали. Проводник залит эпоксидной смолой чтобы исключить перемещение проволоки. Индуктивность катушки составляет 17.5 Н . Он погружается в ванну с жидким ^4He . Радиационная тепловая нагрузка минимизирована с помощью радиационного экрана из алюминия высокой чистоты охлажденного в азоте, многослойной суперизоляции, заключенной в вакуум.

Магнит содержит 70 л устройство для хранения азота, и 100 л резервуар с жидким гелием, который контролируется с помощью измерителя уровня гелия HLG200/210 с зондом типа 250 от фирмы Cryogenic Limited. Три RhFe термометра, с хорошо определенным откликом между 300 и $4,2 \text{ K}$, прикреплены к сверхпроводящей катушке, резервуар с гелием и изоляция соответственно обеспечивают немедленную индикацию температур от четырех терминальных измерений сопротивления.

Система управления магнитом была разработана, главным образом, фирмой Cryogenic Limited. Источник энергоснабжения способный производить $97,06 \text{ А}$ необходимые чтобы достичь 5 Тл включает в себя сложный микропроцессор, в котором все операции контролируются через встроенное ПО. Он связан с ПК через интерфейс IEEE-488, и полностью управляется программой LabView. Она может установить параметры скорости и максимальный ток, а индуцированное магнитное поле непрерывно отображается на экране. Температурные сенсоры и датчик уровня гелия проверяются программой в любое время.

Сверхпроводящий переключатель постоянного режима связан параллельно с магнитной катушкой и прикреплен проволокой к основным клеммам ввода вывода тока. Резистивные нагреватели, введенные в выключатель, позволяют ему быть или резистивным или сверхпроводящим.

Внешнее магнитное поле было смоделировано и успешно сопоставлено с измерениями. Всего в 20 см от центра катушки измеряется менее 10 Гаусс, поэтому электромагнитные приборы будут затронуты им.

Для охлаждения кожуха первоначально требуется около 100 л жидкого азота. Для того чтобы охладить его с комнатной температуры до 100 К требуется около 10 часов. Через 3 дня оставшая часть магнита охлаждается до температуры ниже 200 К. Затем ^4He резервуар и соленоидный контейнер предварительно охлаждаются небольшим количеством жидкого азота в течение 1 часа. При предварительно охлажденной системе и вытесненным азотом, жидкий гелий может быть перенесен в сосуд Дьюи через сифонный порт. Примерно через 3 часа магнитная катушка достигает температуры 4,2 К а контейнер резервуара начинает наполняться. Все еще возможно предварительно охладить магнит с помощью только контейнера для защиты от азота. Этот метод избегает усложненных процессов извлечения азота из бака с гелием. Если контейнер с азотом наполняется по крайней мере 7 дней достигается температура ниже 150 К в магните и в резервуаре для гелия. Потребление гелия магнитом составляет менее 1 м³/ч в устойчивом режиме и около 1,5 м³/ч при работе в магнитных полях 2,5 Тл.

Магнит был изготовлен фирмой Cryogenic Limited и поставлен в 2002 г.

3.11 Основные результаты

1. Первый успешный эксперимент с активной поляризованной мишенью был проведен при пучке циркулярно поляризованных меченых фотонов на ускорителе MAMI (Майнц). Высокая эффективность и низкий порог для обнаружения протонов отдачи в мишени открыли новые перспективы для изучения спиновой структуры протонов и извлечения модельно-независимых данных. Были измерены наблюдаемые поляризации для фоторождения π^0 и π^+ а также асимметрии комптоновского рассеяния, что позволило извлечь модельно-независимые данные по поляризуемости протонного спина.

2. Были проведены первые измерения асимметрии пучка Σ_3 для комптоновского рассеяния ниже порога фоторождения пионов (Рис. 9) коллаборацией A2 на поляризованной энергии пучка меченых фотонов на ускорителе MAMI (Майнц). Результаты подтверждают существующие предсказания теории возмущения и модели дисперсионных отношений и они заметно отличаются от члена Борна, в который не включен вклад поляризуемости протонов. Полученные результаты показывают, что извлечение скалярных поляризуемостей из асимметрии пучка ниже порога предлагает альтернативу извлечению из неполяризованного сечения комптоновского рассеяния (публикация [1]).

3. Реакции $\gamma p \rightarrow \eta p$ и $\gamma p \rightarrow \eta' p$ были измерены от их порогов до энергии центра масс $W = 1.96$ ГэВ на устройстве мечения фотонов на микротроне MAMI в Майнце. Были получены дифференциальные сечения с беспрецедентной точностью, обеспечивающей бинаризацию (binning) тонкой энергии и полное покрытие угла рождения. Наблюдается сильный пик в полном сечении η фоторождения при энергиях вблизи η' -порога, $W = 1896$ МэВ ($E_\gamma = 1447$ МэВ) (Рис. 10). Это поведение в сочетании с крутым подъемом полного сечения η' -фоторождения с его порога (Рис. 11) объясняется в пересмотренной η MAID2017 изобарной модели вкладом $N(1895)1/2^-$ резонанса нуклона. Новые точные данные позволили определить свойства этого резонанса (публикация [2]).

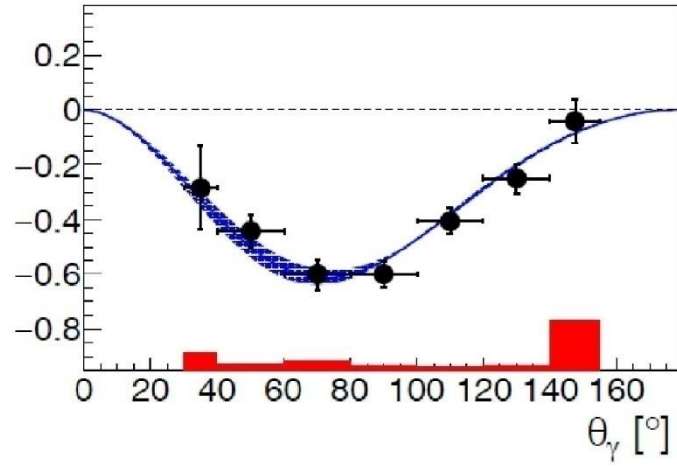


Рис. 9: Пучковая асимметрия Σ_3 в диапазоне 119-139 МэВ. Точки – эксперимент, кривая – расчет ChPT (публикация [1]).

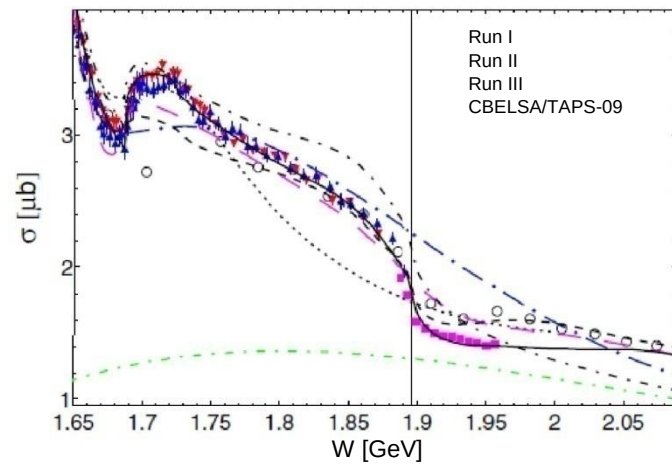


Рис 10: $\gamma p \rightarrow \eta p$ полное сечение.

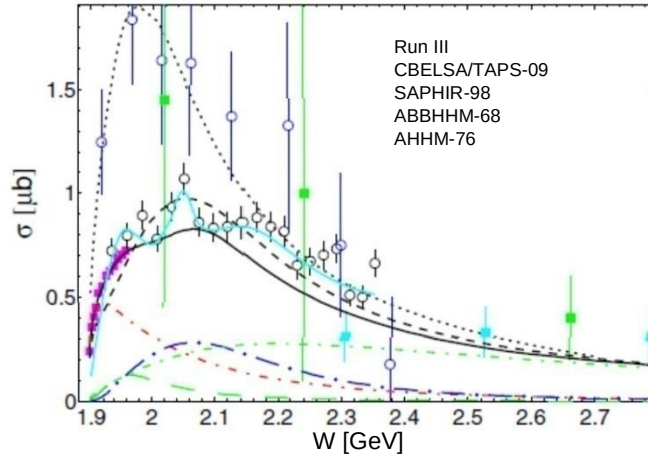


Рис. 11: $\gamma p \rightarrow \eta' p$ полное сечение.

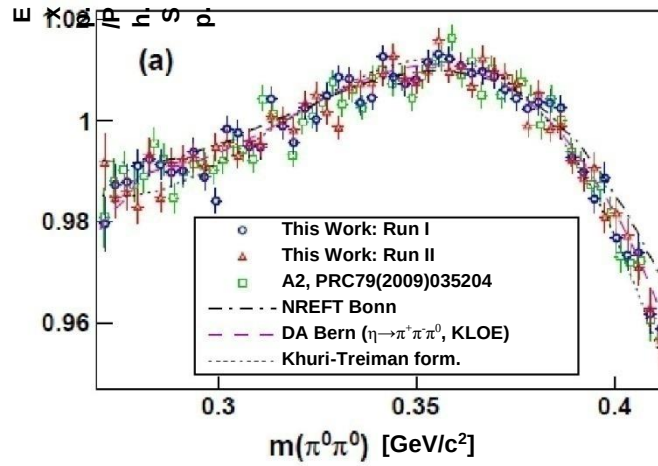


Рис. 12: Объяснение в тексте.

4. Распад $\eta \rightarrow 3\pi$, запрещенный изоспиновой симметрией, в большинстве случаев происходит в силу разницы в массе u и d кварков. Точное измерение этого распада для заряженных и нейтральных модов может быть использовано в качестве чувствительного теста магнитуды нарушения изоспина в КХД. Коллаборация A2 измерила реакцию $\gamma p \rightarrow \eta p$ с высокой статистикой на ускорителе MAMI. Самые точные на данный момент данные по распаду $\eta \rightarrow 3\pi^0$ были получены из этих измерений, что позволило детально изучить его динамику. Существующие данные сравниваются с последними теоретическими расчетами (Рис. 12) (публикация [3]).

ПУБЛИКАЦИИ: 1. V. Sokhoyan, N.S. Borisov, G.M. Gurevich, A.B. Lazarev, A.B. Neganov, Yu.A. Usov et al. Determination of the scalar polarizabilities of the proton using beam asymmetry Σ_3 in Compton scattering. Eur. Phys. J. **A 53** No. 2 (2017) 14.

2. V.L. Kashevarov, N.S. Borisov, G.M. Gurevich, A.B. Lazarev, A.B. Neganov, Yu.A. Usov et al. Study of η and η' photoproduction at MAMI. Phys. Rev. Lett. **118** Iss. 21, 212001 (2017).

3. S. Prakhov, N.S. Borisov, G.M. Gurevich, A.B. Lazarev, A.B. Neganov, Yu.A. Usov et al. High-statistics measurement of the $\eta \rightarrow 3\pi^0$ decay at the Mainz Microtron. *Phys. Rev. C* **97** No. 6, 065203 (2018).
4. P. Adlarson et al., Measurement of the $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ and $\eta \rightarrow e^0 e^- \gamma$ Dalitz decays with the A2 setup at MAMI. *Phys. Rev. C* **95** (2017) 035208.
5. P. Adlarson et al., Measurement of the $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ Dalitz decay at the Mainz Microtron. *Phys. Rev. C* **95** (2017) 025202.
6. L. Witthauer et al., Helicity-dependent cross sections and double-polarization observable E in η photoproduction from quasifree protons and neutrons. *Phys. Rev. C* **95** (2017) 055201.
7. M. Dieterle et al., First measurement of the polarization observable E and helicity-dependent cross sections in single π^0 photoproduction from quasi-free nucleons. *Phys. Lett. B* **770** (2017) 523.
8. P. Adlarson et al., Measurement of the decay $\eta' \rightarrow \pi^0 \pi^0 \mu$ at MAMI. *Phys. Rev. D* **98**(2018) 012001.
9. M. Dieterle et al., Photoproduction of π^0 Mesons off Protons and Neutrons in the Second and Third Nucleon Resonance Region. *Phys. Rev. C* **97** (2018) 065205.
10. A. Kaser et al., First measurement of helicity-dependent cross sections in $\pi^0 \eta$ photoproduction from quasi-free nucleons. *Phys. Lett. B* **786** (2018) 305.
11. M. Bashkanov et al., Deuteron photodisintegration by polarized photons in the region of the $d^*(2380)$. *Phys. Lett. B* **789** (2019) 7.

4 NN-взаимодействия

4.1 Мотивация

Существование трех-нуклонных сил (3NFs) не ставится под сомнение ни в стандартной картине мезонного обмена [48], ни в теории кирального возмущения [49]. Их сила и подробная структура все еще являются предметом дискуссии. С качественной точки зрения, важность многотельных сил для ядер уже была признана в ранние дни ядерной физики [50]. В 5-е годы теория пионовых полей широко использовалась для получения ядерных сил. В нашу эру были совершены попытки получить 3NF на том же основании в качестве взаимодействий НН.

Разработка современных широко используемых моделей 3NF началась в 70-х и ранних 80-х и основывалась на работе Fujita и Miyazawa [51]. Коллаборация Tucson-Melbourne (ТМ) изучила подход более тщательно [48] что привело к широкому применению ТМ 3NF.

Примерно в это же время группа Urbana обнаружила, что для описания насыщения ядерной материи, требуется короткодиапазонное репульсивное взаимодействие. Затем эта сила была адаптирована для получения энергии связи тритона. Это привело к появлению серии 3NF под названием Урбана. Наиболее современная версия называется Urbana-IX [52].

Говоря о НН и 3NF нужно помнить, что любое унитарное преобразование гамильтониан системы не меняет физику. Однако унитарное преобразование, которое связывает два двухтельных потенциала взаимодействия, которые эквивалентны на оболочке, но различаются в области вне оболочки, генерирует трех-тельных силы. [53].

Современный подход Теории Эффективного Поля рассматривает двух- и трех-нуклонные силы совместно, т.е. самодостаточно [54-56]. Последние результаты, связанные с теорией НН и 3NF изложены в трудах [57-60].

Развитие теории кирального эффективного поля взаимодействия между нуклонами предлагает самодостаточное рассмотрение двух-, трех- и многонуклонных сил и обменных токов на основе симметрий базовой теории сильных взаимодействий – квантовой хромодинамики. Этот подход широко применяется в ядерной физике низких энергий и ядерной астрофизике. Необходимые параметры низких энергий теории должны быть извлечены из экспериментальных данных. [61].

Ядерные силы подчиняются определенной иерархии, которая подразумевает, что 3NF эффекты гораздо меньше, в среднем, чем 2NF. Это может быть ярко продемонстрировано с помощью полных данных инклюзивного рассеяния pn и pd , измеренных в Лос Аламосе. Первые расчеты, включая 3NF показали, что существующие модели 3NF могут объяснить примерно 1/2 часть отклонений расчетов от полученных данных. Поможет ли более короткий диапазон 3NF разрешить этот вопрос – увидим в будущем. Эти наблюдения показывают необходимость в эксклюзивных измерениях, которые могут предоставить значительно большую чувствительность к 3NF эффектам для отдельных областей в фазовом пространстве или для других наблюдаемых, чем полные сечения [62].

4.2 Эксперименты

За последние десятилетия в различных лабораториях были созданы детектирующие системы, пригодные для изучения некоторых аспектов динамики трехтельных систем. Использование поляризованных пучков и/или поляризованных мишеней было широко распространено в последние два десятилетия. Кроме этого, протоны и дейтроны, нейтронные пучки также широко применялись в TUNL, Бонне, Эрлангене, PSI, Уппсале, LANSCE и RCNP. Явным недостатком нейтронного пучка является то что им нельзя манипулировать вдоль пучковых линий что затрудняет проведение экспериментов. В отличие от детекторов заряженных частиц, где эффективность достигала 100%, эффективность нейтронных детекторов обычно ниже и требует сложной калибровки. Все эти вопросы не являются большой проблемой в настоящих экспериментальных исследованиях. Более того, теоретические оценки являются модельно-независимыми т.к. при использовании нейтронных пучков кулоновские искажения отсутствуют.

Для измерения более сложных наблюдаемых спина таких как коэффициенты спин-передачи, или коэффициенты спин-корреляций необходимо измерить степень поляризации исходящей частицы в первом случае, или иметь поляризованную мишень в сочетании с поляризованным падающим лучом (пучком) в последнем случае.

Существующая база данных далеко не полна. Большинство данных соответствуют дифференциальным сечениям и мощностям анализа нуклонов и дейтронов. Также было измерено ограниченное количество более сложных наблюдаемых спина таких как коэффициенты спин-передачи.

Многие существующие нуклон-нуклон (НН) потенциальные модели описывают данные рассеяния нейтрон-протон и протон-протон с замечательной точностью. Однако, когда эти потенциальные модели используются для расчета связывающей энергии тритона, предсказания оказываются на 500-800 кэВ ниже измеренного значения 8,48 МэВ. Трех-нуклонные силы (3NF) исправляют проблему, но не устраняют несоответствия в других 3-нуклонных системах. Например, в Nd упругом рассеянии, дифференциальные минимумы поперечного сечения не предсказываются НН взаимодействиями начиная с 60 МэВ и далее доходя до более высоких энергий. Добавление 3NF заполняет минимумы, но не устраняют расхождение. Это известно, как несоответствие Sagara [63].

Экспериментально установленная анализирующая способность (A_y) также на 25-30% слишком мала, согласно расчетам из НН потенциалов в рассеянии нейтрон-дейтрон при низких энергиях. Это так называемая " A_y головоломка". Разумные изменения во взаимодействии НН и инклюзия существующих трех-нуклонных сил не исправляют ситуацию. Однако новые трех-тельные силы, которые до сих пор не учитывались, типа "спин-орбита", могут разрешить это несоответствие. [64]. И наконец, при очень точных измерениях длины nd когерентного рассеяния нейтронов [65], было обнаружено, что почти все теории расходились с результатами эксперимента. Из этих несоответствий между теорией и экспериментом становится понятно, что трех-тельная система пока не полностью поддается пониманию, и что реальные 3NF не всегда исправляют явные несоответствия во взаимодействиях НН.

Спин зависимая разность сечений, $\Delta\sigma_L(nd)$, в nd полном сечении оказалась чувствительной к тем же 3NF компонентам, которые корректируют проблему энергии связи тритона. $\Delta\sigma_L$ является разностью в nd полном сечении для параллельных и антипараллельных спинов пучка и мишени, с обеими спинами выровненными по оси момента пучка. $\Delta\sigma_T$ определяется аналогично. Теоретические расчеты предсказывают, что трех-нуклоновая сила, рассчитанная коллаборацией Tucson-Melbourne, меняет $\Delta\sigma_L$ на 5-10% [66] от ее значения, рассчитанного только на основе потенциалов НН взаимодействия.

Полная разность сечения $\Delta\sigma_L(nd)$ была измерена вначале на TUNL [67] для энергий падающего нейтрона 5,0, 6,9 и 12,3 МэВ. Результаты были сопоставлены с теоретическими прогнозами, основанными на потенциальных расчетах CD Bonn NN, с включением и без включения ТМ-3NF, «но они не обладают достаточной точностью чтобы различить присутствие или отсутствие вкладов трех-нуклонных сил в сечениях».

4.3 Предыдущие эксперименты в Праге

В ядерном центре Университета Чарльза Стерта были проведены измерения $\Delta\sigma_L(np)$ и $\Delta\sigma_T(np)$ с использованием метода трансмиссии, т.е. была исследована условная разница при ослаблении поляризованного пучка нейтронов, проходящего через поляризованную протонную мишень.

Поляризованный пучок нейтронов был основан на высоковольтном электростатическом ускорителе (HV 2500) Ван де Граафа в ядерном центре Университета Чарльза Стерта (в данный момент принадлежит ОЭАН КТП), с использованием реакции $T(d,n)^4He$ с дейтронным пучком ($E_d = 1.82$ МэВ). Чтобы получить моноэнергетический коллимированный пучок нейтронов, был использован соответствующий метод частиц [68]. Поперечно поляризованный пучок нейтронов с энергией $E_n = (16,2 \pm 0,1)$ МэВ излучался под углом $\theta_{lab} = (62,0 \pm 0,7)^\circ$. Значение нейтронной поляризации было взято из [69] и равняется $P_n = (-13,5 \pm 1,4)\%$. Чтобы получить продольную поляризацию для $\Delta\sigma_L$ эксперимента, спин приводился во вращение с помощью постоянного магнита 0,5 Тл м.

Для этих экспериментов была разработана поляризованная мишень с замороженным спином, которая включает стационарный криостат с рефрижератором растворения, передвижная магнитная система, включая сверхпроводящий дипольный магнит с большой апертурой, сверхпроводящий соленоид и электронное оборудование для обеспечения динамической поляризации и обнаружения сигнала ЯМР. Поляризованный образец размером 20 см³ содержал пропандиол с парамагнитной Cr(V) примесью. Максимальная полученная поляризация составила 93% и 98% для положительных и отрицательных значений соответственно. Температура мишени в замороженном режиме составила около 20 мК. При этих условиях протонная спиновая релаксация составила примерно 1000 часов для положительной поляризации и 300 час. для отрицательной поляризации (с удерживающим полем 0,37 Тл). Важной особенностью созданной мишени была широкая апертура для обнаружения рассеянных нейтронов. (50° в вертикальной плоскости и почти 360° в горизонтальной плоскости). Направление поляризации определяется через ориентацию удерживающего поля. Подробное описание мишени содержится в [70].

Измеренное значение общей разности сечений для поперечной поляризации составляет $\Delta\sigma_T = (-126 \pm 21 \pm 14)$ мб.

Первая показанная неопределенность – статистическая погрешность, а вторая – систематическая погрешность. Для продольно поляризованного пучка и мишени

$\Delta\sigma_L = (-55 \pm 21 \pm 7)$ мб.

Был проведен фазовый сдвиг анализ для получения значения 3S_1 – 3D_1 смешанного параметра ϵ_1 .
Результат

$\epsilon_1 = (1,36 \pm 0,66)^\circ$.

Физические результаты, полученные в Праге, позволяют по-новому взглянуть на более ранние данные в этом энергетическом диапазоне. Ранее, экспериментальные результаты других авторов (Бонн, Эрланген, Университеты Треугольника) поддержали гипотезу о минимальном значении ϵ_1 в непосредственной близости от 15 МэВ. Наши результаты опровергли это, что согласуется не только с другими экспериментальными данными в этом энергетическом диапазоне, но и с модельными прогнозами, в частности [71,72].

4.4 Предлагаемые эксперименты в Праге

В настоящее время PPT модифицирован в поляризованную мишень с замороженным спином дейтрона (DPT). DPT – это установка, состоящая из рефрижератора растворения $^3\text{He}/^4\text{He}$, насосной системы ^3He и ^4He , двух сверхпроводящих магнита, обеспечивающих продольные и поперечные поляризации дейтронов, и компьютерного оборудования для создания и измерения поляризации мишени. Дейтерированный 1,2 пропандиол с парамагнитными примесями Сг (V) с концентрацией спина около 10^{20} см^{-3} которая используется в качестве материала мишени.

Система, обеспечивающая микроволновую накачку поляризации дейтрона, состоит из СВЧ-генератора, волновода внутри и снаружи рефрижератора растворения, и многорежимной полости, содержащей материал мишени. СВЧ-генератор представляет собой осциллятор с 4-мм длиной волны, использующий диод АТТ, расположенный внутри полости Инвара, и с выходной мощностью выше 100 МВт. Настройка частоты в диапазоне 73,0-75,5 ГГц обеспечивается поршнем полости. Частотная модуляция мощности СВЧ необходима чтобы получить более высокую поляризацию дейтрона.

Была создана универсальная система измерения поляризации: компьютерный измеритель добротности (Q-метр) на основе ливерпульского типа, был введен в действие для того чтобы расширить диапазон ядер, поляризация которых может быть измерена. Значение поляризации для частиц со спином $I = 1$ может быть получено из измеренных интенсивностей переходов между состояниями со спиновыми проекциями 1, 0, -1 ($+1 \leftrightarrow 0$, $0 \leftrightarrow -1$) на основе формулы $P = (r^2 - 1)/(r^2 + r + 1)$ где r – отношение интенсивностей переходов. Общая погрешность измерений поляризации не превышает 3 – 4%. На Рис. 1 показан типичный ЯМР спектр вместе с фитированием. В верхней части дается экспериментальный спектр с линейной шкалой, в нижней части спектр линейаризирован с частотой ЯМР. Максимальная векторная поляризация дейтрона достигала 40%. DPT был подробно описан в [73,74].

Опыт показал, что все компоненты поляризованной дейтронной мишени, а также ускоритель, работали хорошо. К сожалению, интенсивность нейтронного пучка была недостаточной. Попытки увеличить интенсивность привела к проблемам со стабильностью измеренных значений, а количество систематических погрешностей возросло. Было высказано предположение, что в этом были виноваты используемые электронные приборы (в системе все еще имеется много старых модулей). Была выполнена серия измерений,

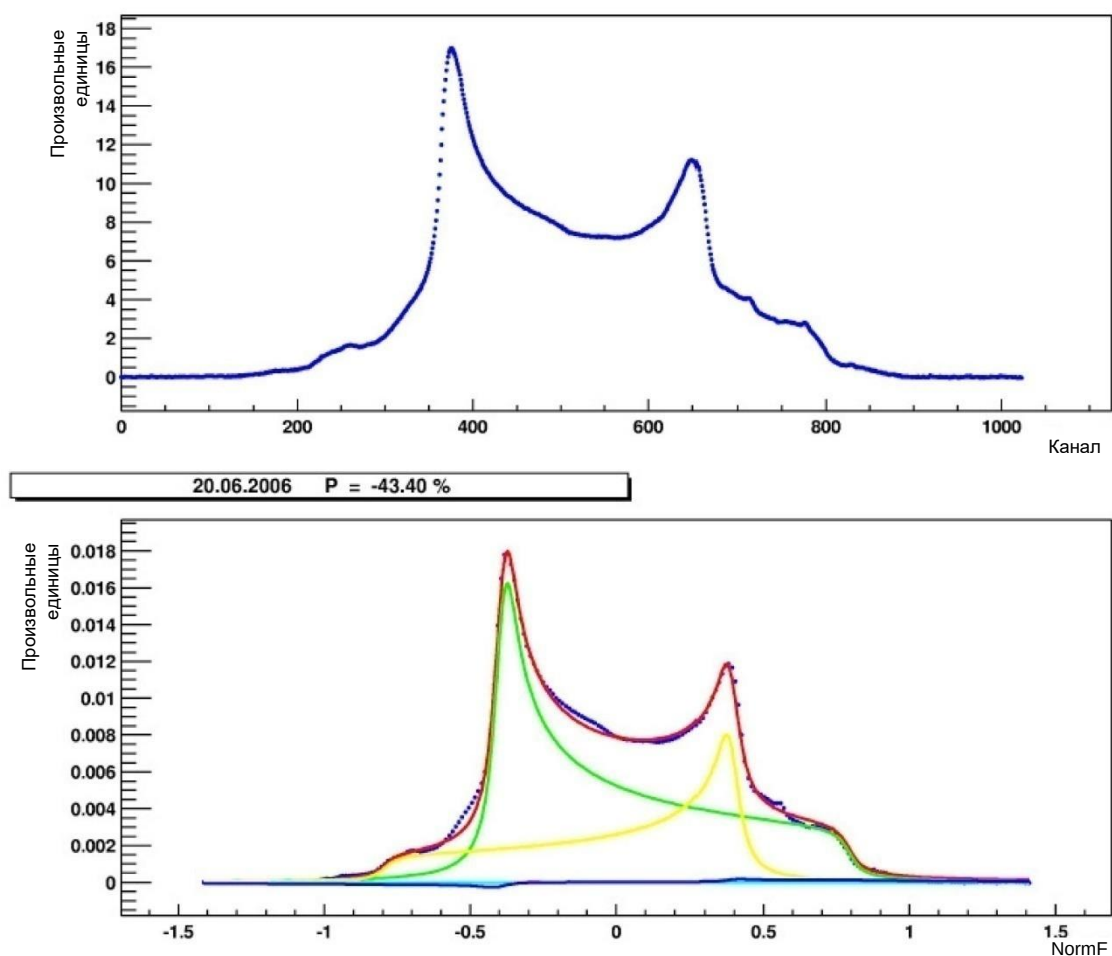


Рис. 13: Представлено поглощение спектров DMR с максимально достигнутой поляризацией. Верхний участок: экспериментальный спектр. Нижний участок – экспериментальный спектр; компоненты соответствуют: $0 \leftrightarrow -1$ переход (зеленая линия), $1 \leftrightarrow 0$ переход (желтая линия), весь спектр DMR (синяя линия), сумма декомпозиции спектра по компонентам (красная линия)

чтобы диагностировать источники измерительных нестабильностей. Во время измерений, были анализированы отдельные части системы сбора данных, и в результате, было найдено более оптимальное решение (запуск преобразователя время-код TDC по сигналу совпадения нейтрона с альфа частицей вместо самой альфа-частицы). Это усовершенствование было проверено на ускорителе и показало улучшение результатов. Количество систематических погрешностей сократилось, а количество событий в секунду увеличилось в 3-4 раза. Вторая причина для больших неопределенностей заключается в том, что поляризация дейтронной мишени была ниже ожидаемой. Средняя достигнутая поляризация составила $\approx 29\%$.

Последние эксперименты показали, что поляризация и интенсивность нейтронного пучка, а также дейтронная поляризация мишени недостаточны для получения требуемой точности измерения разницы сечений. В настоящее время ведется модернизация устройства, направленная на усиление дейтронной поляризации поляризованной мишени и интенсивность поляризации нейтронного пучка. Мы заменим существующий материал мишени (пропандиол) на новый материал – тритил-легированный бутанол. С применением этого материала, группа Майнца достигла поляризации $\approx 80\%$ [75]. Однако для использования новых материалов мишени необходимо улучшить стабильность и точность существующего аппарата для динамической ядерной поляризации. Ширина линии резонанса тритила примерно в три раза уже по сравнению с шириной линии резонанса предыдущих материалов. Поэтому мы должны создать новый генератор с требуемыми параметрами. Также мы должны проверить однородность сверхпроводящего соленоида и исправить поле, если необходимо. Решение проблемы нестабильности и плохой статистики будет найдено в увеличении поляризации и интенсивности нейтронного пучка. Для улучшения параметров нейтронного пучка предлагается использовать реакцию $T(d,n)^4He$ с поляризованными дейтронами энергии 100-150 кэВ. Это можно достигнуть, применив метод Каминского [76,77].

На первом этапе это будет образование поляризованного дейтронного пучка с энергией до 200 кэВ используя каналирование неполяризованного дейтронного пучка через намагниченную никелевую пленку. Поляризация электронов полученных атомов дейтерия возникает от преференциального прикрепления электронов одного спинового знака. Поляризация электронов переносится на ядра через сверхтонкое взаимодействие. В идеальном случае векторная поляризация дейтронов достигает 67% и эта поляризация почти полностью передается нейтронам в результате dt реакции.

4.5 Поляризованные дейтроны

Что касается поляризованного пучка, первое предложение, касающееся ядерной поляризации через поляризованные ферромагнитные электроны было сделано Завойским еще в 1957 г. [78]. Метод предлагает адиабатический перенос атомов из высокого магнитного поля в низкое магнитное поле в порядке 1 мТ, где ядра поляризуются через сверхтонкое взаимодействие.

В установке Каминского пучок дейтронов с половинным углом $0,01^\circ$ был направлен на Ni(110) пластину $\approx 2\mu m$ толщиной порядка $0,1^\circ$ [110] направления (критический угол принятия $(1,6 - 1,8)^\circ$). Это является режимом гиперканалирования. Он получил 500 пА/см² каналированных атомов дейтерия с энергией 100–200 кэВ с ядерной поляризацией $P_{zz} = -0,32 \pm 0,010$ (без значительного повреждения решетки для 25 часов рабочего времени). Чтобы проверить предложения Завойского, Каминский пропустил дейтроны через намагниченные поликристаллические пластины и не заметил значительной поляризации (напр. $P_{zz} \approx 0$).

Фельдман и др. [79] также проводил измерения поляризации с помощью экспериментального устройства, очень похожего на устройство Каминского. Их данные количественно совпадают с данными Каминского ($P_{zz} = -0,14 \pm 0,06$). Также, как и в эксперименте Каминского, не был замечен эффект для поликристаллических пластин. Кроме того, эти авторы попытались наблюдать эффект, используя тонкие поликристаллические фольги из Fe. Но никакого эффекта они не увидели, возможно из-за присутствия достаточно толстых (50-100 Å) поверхностных оксидных слоев.

Совершенно другой эксперимент с полевым излучением электронов [80] на Ni показал, что электроны, излучаемые вдоль [100], [110] и [137] направлений преимущественно имели спин-вверх (вдоль магнитного поля), но при излучении вдоль [111] направления они имели спин-вниз.

Rau и Sizmann [81], которые также использовали реакцию ${}^3\text{H}(\text{d},\text{n}){}^4\text{He}$, измеряли поляризацию ядер в атомах нейтрального дейтерия, созданного путем захвата электронов во время отражения луча 150-кэВ D^+ направленного под углами обзора ($< 0,4^\circ$) на поверхность намагниченных кристаллов Ni.

Результаты показывают, что спиновая ориентация электрона является преимущественно параллельной намагничивающему полю для электронов в (100), (110), и (111) поверхностях и антипараллельной в (120) поверхности. В (110) поверхности поляризация электронов составляет $P = 96\%$ [82]. Это расширяет высокую поляризацию в эксперименте Каминского.

С другой стороны, это является свидетельством поляризации $1s$ электронов ($P_{1s} = 0,10 \pm 0,03$) прикрепленных к ионам F, по мере того как они появляются из намагниченных поликристаллических слоев Fe [83].

Было обнаружено, что для того чтобы увидеть эффекты поляризации, был необходим вакуум порядка 2×10^{-8} Торр. Если позволяли ухудшить вакуум до 5×10^{-6} Торр, поляризация постепенно исчезает, предположительно в результате накопления тонких слоев поверхностных загрязняющих веществ.

Ebel [84] попытался объяснить высокую поляризационную наблюдаемую, постулируя, что после того как дейтрон захватил спин-вверх электрон внутри кристалла, вероятность того что он потеряет этот электрон будет незначительной, поскольку заполнены состояния $3d$ -диапазона. С другой стороны, захваченный спин-вниз электрон мог быть быстро потерян, поскольку состояния $3d$ -диапазона в кристалле не заполнены. Это может привести к перекачке электронов из атомных состояний дейтерия со спином-вниз в состояния со спином-вверх.

Однако Brandt и Sizmann [85], указали, что стабильные связанные электронные состояния не могут существовать в атомах дейтерия, проходящих через металлы на этих скоростях. Вместо этого они предложили чтобы захват электронов происходил в хвосте распределения плотности электронов на кристаллической поверхности, где плотность была достаточно низкой для того чтобы связанные состояния были стабильными.

Позже, Kreussler и Sizmann [86] предположили, что при высоких энергиях (выше 250 кэВ/НУКЛОН) нейтрализация происходит, главным образом, в основной части кристалла, а поверхностные явления важны при более низких энергиях.

4.6 Экспериментальная установка

Схема и фото экспериментальной установки показаны на Рис.14, 15. Мы предлагаем применить метод Sona, метод переходов нулевого поля с полным переносом поляризации электронов на дейтроны в атомном пучке [87]. Мы используем два постоянных магнита (2×20 см) с меняющимся расстоянием между полюсами ($B_{\text{max}} = 0,08$ Тл). Заряженные дейтроны отклоняются магнитным и электрическим полями. Никелевая фольга и мишень поляриметра размещаются в противоположно направленных магнитных полях.

Магнитное поле направлено вдоль пластины фольги (вертикально), и мы должны использовать переходы Sona с вертикальными магнитными полями. Это отличается от стандартной конфигурации.

Монокристаллические никелевые фольги толщиной до $2 \text{ }\mu\text{m}$ выращены эпитаксиально на кристаллах NaCl

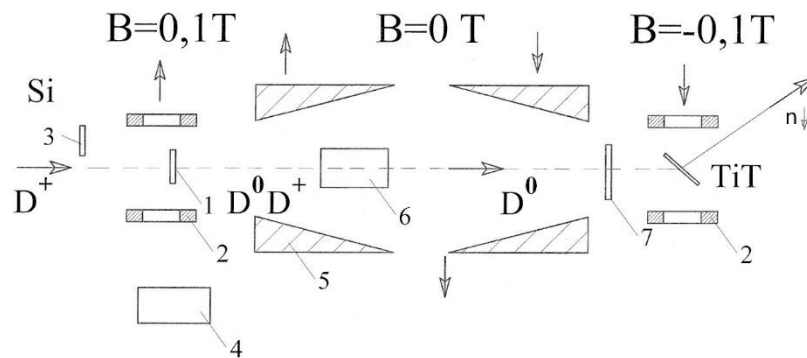


Рис.14: Схема источника поляризованного дейтрона; 1 – никелевая фольга, 2 – постоянный магнит (0.07 Тл), 3 – твердотельный детектор, 4 – гониометр, 5 – поляризованные постоянные магниты (для переходов Sona), 6 – электростатические пластины, 7 – мишень поляриметра.

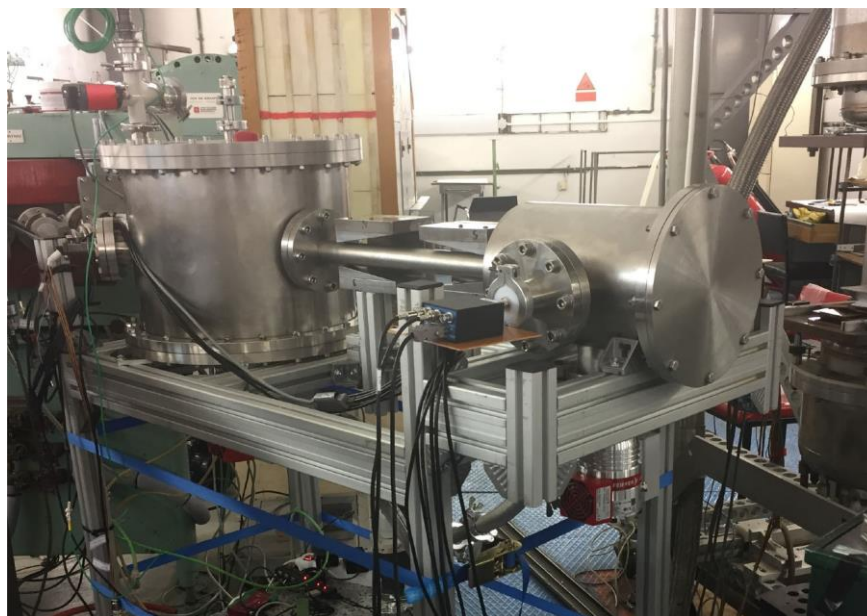


Рис.15: Фото экспериментальной установки.

разрезанных чтобы обнажить (110) пластину (изготовленную научной корпорацией Принстон (Princeton Scientific Corp.)). Затем субстрат был растворен в воде, а никелевые фольги были помещены на Si диск, установленный на гониометре. Был использован вакуум выше 10^{-4} Па.

Атомный пучок в сильном магнитном поле имеет векторную поляризацию дейтронов до теоретического предела $P_3 = 2/3$ и нулевую тензорную поляризацию.

Если мы направляем дейтериевый луч на тритиевую мишень, 14-МэВ нейтроны dt -реакции, полученные под углом 90° (центр массы) имеют почти ту же векторную поляризацию, что и дейтроны. [88].

Поляризация вектора дейтрона может быть измерена с помощью реакции $D(d,p)T$ [89]. Мишень поляриметра состояла из дейтерированного полиэтилена толщиной около 2-3 ηm на Cu подставке. Протоны, полученные в результате этой реакции, были обнаружены двумя поверхностными барьерными детекторами, каждый из которых имел полезную площадь 20 mm^2 .

Детекторы были расположены симметрично под углом $\pm 120^\circ$ по отношению к оси пучка, а телесный угол составил $\approx 1 \text{ msr}$. Чтобы подавить упруго рассеянные дейтроны, ^3H и ^3He , каждый детектор был замаскирован алюминиевой фольгой толщиной 10- μm .

Для векторного поляризованного луча интенсивности частиц, обнаруженные детекторами, помещенные справа и слева от оси луча пропорциональны сечениям $\sigma_R(\theta)$ и $\sigma_L(\theta)$, соответственно,

$$\sigma_R(\theta) = \sigma_{0R}(\theta) \left[1 - \frac{3}{2} P_z A_y(\theta) \right] \quad (4)$$

и

$$\sigma_L(\theta) = \sigma_{0L}(\theta) \left[1 + \frac{3}{2} P_z A_y(\theta) \right], \quad (5)$$

где θ – угол между вектором поляризации и направлением луча, а $A_y(\theta)$ обозначает Декартову анализирующую способность для реакции.

Путем замены сечений соответствующими правыми и левыми детекторными интенсивностями, N_R и N_L , для поляризованного луча и N_{0R} , N_{0L} для неполяризованного луча, мы получаем

$$\frac{N_R(\theta)}{N_L(\theta)} \times \frac{N_{0L}(\theta)}{N_{0R}(\theta)} = \frac{1 - 3/2 P_z A_y(\theta)}{1 + 3/2 P_z A_y(\theta)}. \quad (6)$$

Обозначая

$$\kappa = \frac{N_R(\theta)}{N_L(\theta)} \times \frac{N_{0L}(\theta)}{N_{0R}(\theta)}, \quad (7)$$

мы получаем

$$P_z = \frac{1 - \kappa}{3/2(\kappa + 1)A_y(\theta)}. \quad (8)$$

Статистическая погрешность составляет

$$\delta P_z^2 = \frac{16}{9(\kappa + 1)^4 A_y^2} \delta \kappa^2 + \frac{P_z^2}{A_y^2} \delta A_y^2, \quad (9)$$

где

$$\delta \kappa = \kappa \sqrt{\frac{1}{N_R} + \frac{1}{N_L} + \frac{1}{N_{R0}} + \frac{1}{N_{L0}}}. \quad (10)$$

Согласно расчетам, для реального значения магнитного поля тензорная поляризация после переходов S_{01} не равняется нулю, $P_{zz} \approx 0.1$. В этом случае мы применяем общую формулу [90]

$$\begin{aligned} \sigma(\theta, \phi) = & \left[1 + \frac{3}{2} \sin \beta \cos \phi P_z A_y(\theta) - \cos \beta \sin \beta \sin \phi P_{zz} A_{xz}(\theta) \right. \\ & \left. - \frac{1}{4} \sin^2 \beta \cos 2\phi P_{zz} A_{xx-yy}(\theta) + \frac{1}{4} (3 \cos^2 \beta - 1) P_{zz} A_{zz}(\theta) \right], \end{aligned} \quad (11)$$

где $A_{xx-yy} = A_{xx} - A_{yy}$.

Для вертикального поляризованного луча ($\beta = 90^\circ$), протоны реакции, обнаруженные двумя детекторами, размещенными слева ($\phi = 0^\circ$) и справа ($\phi = 180^\circ$) от оси луча, пропорциональны сечениям $\sigma_L(\theta)$ и $\sigma_R(\theta)$, соответственно, где

$$\sigma_L(\theta) = \sigma_{0L}(\theta) \left[1 + \frac{3}{2} P_z A_y(\theta) - \frac{1}{4} P_{zz} A_{xx-yy}(\theta) - \frac{1}{4} P_{zz} A_{zz}(\theta) \right], \quad (12)$$

$$\sigma_R(\theta) = \sigma_{0R}(\theta) \left[1 - \frac{3}{2} P_z A_y(\theta) - \frac{1}{4} P_{zz} A_{xx-yy}(\theta) - \frac{1}{4} P_{zz} A_{zz}(\theta) \right]. \quad (13)$$

По Адьясевичу [91], при 300 кэВ $A_{zz} \approx A_{xx-yy} \approx 0$, при 400 кэВ $A_{zz} + A_{xx-yy} \approx 0$ и в этом энергетическом диапазоне дополнительными условиями можно пренебречь.

Для дейтрона с энергией 200 кэВ ожидаемая скорость счета составляет $\sim 2 \text{ сек.}^{-1}$ на $1 \mu\text{A}$ нейтральных атомов дейтерия на мишени и $\sim 10^{17} \text{ см}^{-2}$ толщины мишени. Диапазон в CD_2 равняется $0.4 \mu\text{m}$.

В экспериментах с неканализованными атомами статистика было слишком мало чтобы измерить векторную поляризацию. Поэтому мы решили измерить тензорную поляризацию с мишенью TiT на сечении для реакции $T(d,n)^4\text{He}$ [92] примерно в 200 раз выше чем для dd-реакции.

Сечение зависит от угла с.т. между спином и направлением частицы α ϑ [76]:

$$\sigma(\vartheta) = \sigma_0 \left[1 - \frac{1}{4} (3 \cos^2 \vartheta - 1) P_{zz} \right]. \quad (14)$$

Для измерений мы использовали два значения для ϑ : $\vartheta = 90^\circ$ и $\vartheta = 20^\circ$. В результате, $P_{zz} = -0.12 \pm 0.04$ (теоретическое значение составляет $P_{zz} = -0.33$ при энергии дейтрона 500 кэВ для толщины Ni фольги $1.5 \mu\text{m}$ (энергия атома дейтерия равняется 250 кэВ).

Во время этого эксперимента гониометр находился в произвольной позиции, и мы использовали только первый магнит системы переноса Sona и детектор находился в малом магнитном поле. За исключением неадиабатических переходов это соответствует поляризации электронов атомов дейтерия после Ni фольга $P_e = 0.36$ в направлении магнитного поля, и векторной поляризации дейтрона $P_d = 0.24$ после системы переходов Sona.

Представляется возможным, что эффект каналирования позволяет увеличить имеющийся поток дейтерия на мишени и поляризацию. Эксперимент с каналированием продолжается.

4.7 Нейтронный пучок

Если материал мишени TiT_N содержит $N = 1.5$ атомы трития/атом титана, то плотность материала мишени $\rho_{\text{TiT}_N} = 0.85 \rho_{\text{Ti}} (47.88 + 3.015N) / 47.88 = 4.19 \text{ г/см}^3$, где $\rho_{\text{Ti}} = 4.505 \text{ г/см}^3$. Фактор 0.85 появляется от 15% расширения, которое испытывает титановая решетка во время тритирования. Общий выход нейтронов на падающий дейтрон с энергией $E_d = 200 \text{ кэВ}$ дается путем интеграции энергии дейтрона в мишень. В результате выход равен $Y = 3 \times 10^{-5}$ нейтронов на один дейтрон, или 1.5×10^7 нейтронов на стерадиан на один мкА дейтронов, диапазон дейтрона в мишени равен $R \approx 1.3 \mu\text{m}$, активность TiT мишени составляет $\approx 0.45 \text{ Ci/см}^2$.

М. Каминский получил $0.5 \mu\text{A/см}^2$ каналированных атомов дейтерия с ядерной спиновой поляризацией без значительного повреждения решетки за примерно 25 час. рабочего времени. При радиусе луча 3 мм мы будем иметь $\approx 0.14 \mu\text{A}$ атомов дейтерия. При телесном угле 3×10^{-4} нейтронный пучок будет составлять $\approx 6.3 \times 10^2$ нейтронов/сек.

Под углом излучения нейтронов $(83 \pm 0,5)^\circ$ α -частицы связанные с этими нейтронами, излучаются под углами $(90 \pm 4)^\circ$ для энергией дейтрона от 25 кэВ до 200 кэВ. Это определяет размер детектора α -частиц. Мы легко отсекаем рассеянный дейтрон 200 кэВ от α -частиц с помощью тонкой фольги.

4.8 Статистическая погрешность

Согласно [71,72] статистическая погрешность для $\Delta\sigma_{L,T}$ может быть записана как

$$\Delta\sigma_{L,T} = \frac{\ln\xi(antiparallel) - \ln\xi(parallel)}{\omega P_b P_t}, \quad (15)$$

где ω – поверхностная плотность дейтрона поляризованной мишени дейтроны/см², P_b , P_t – поляризация пучка и мишени, соответственно, и $\xi = N_{det}/N_{mon}$, где N_{det} и N_{mon} – скорость счета нейтронов детектора и монитора, соответственно. Монитор подсчитывает интенсивность нейтрона перед поляризованной мишенью.

Абсолютная статистическая погрешность составляет

$$\delta(\Delta\sigma) = \frac{\sqrt{2}}{\omega P_b P_t} \times \sqrt{\frac{1}{\bar{N}_{mon}t} + \frac{1}{N_{det}t}}, \quad (16)$$

где $\bar{N}_{mon, det} = \frac{1}{2}(N_{mon, det}(par.) + N_{mon, det}(antipar.))$

Для поляризованной мишени (пропанедиол) $\omega = 3 \times 10^{-4}$ мбарн⁻¹. При $P_t = 0,8$ и $P_b = 0,6$, получаем $1/\omega P_b P_t \approx 7 \times 10^3$ мбарн.

Если эффективность детектора – 10^{-2} , а телесный угол 3×10^{-4} , то при $N_{mon} \approx N_{det} = 6,3$ нейтроны/сек для получения $\delta_{stat}(\Delta\sigma) = 7$ мбарн необходимо $t = 180$ время сбора данных по двум значениям знака поляризации.

При энергии нейтрона порядка 14 МэВ $\Delta\sigma_T \approx -300$ мбарн. Включение 3NF уменьшает разницу сечения [66] до 20 мбарн, поэтому мы можем обнаружить эту разницу.

4.9 Основные результаты

Была разработана экспериментальная установка для получения пучка атомов дейтерия с энергиями 100-400 кэВ с поляризованным ядром для измерения векторных и тензорных поляризаций дейтронов.

Для неканализированного пучка (гониометр в произвольной позиции) были проведены измерения тензорной поляризации с мишенью TiT в реакции $T(d,n)^4\text{He}$. Наш результат составляет $P_{zz} = -0.12 \pm 0.04$ для слабого поля в мишени.

1. Yu.A. Plis et al., Research and Development of the Polarized Deuteron Sources for the Van de Graaff Accelerator. Physics of Particles and Nuclei Letters. **16** (2019) 256-263; preprint JINR E13-2018-69. Dubna, 2018; report in SPIN2018, to be publ.

5 План работы: 2020 – 2021 – 2022

SPASCHARM Будут проведены сессии сбора данных с использованием луча отрицательных частиц и поляризованную замороженную мишень в Дубне.

0 Одно-спиновые асимметрии будут измерены в инклюзивном рождении заряженных пионов. Одно-спиновые асимметрии будут измерены в инклюзивной рождении $\rho(770)$, $\omega(782)$, $\eta'(958)$, $f_0(980)$, $a_0(980)$, $f_2(1270)$.

1 Также будет изучена возможность измерить поляризацию Λ -гиперона и выравнивание векторных мезонов.

2 Для измерения спиновых эффектов с К-мезонами будут добавлены мультиканальные черенковские счетчики.

GDH

0 Ввод в действие новой мишени с замороженным спином для экспериментов с установками Crystal Barrel/ELSA в Боннском университете.

1 Точные широкомасштабные измерения асимметрии пучок-спин для фотораспада дейтрона в области экзотического состояния шести кварков $d^*(2380)$.

2 Изучение спектра и свойств резонансов бариона путем измерений наблюдаемых поляризации при фоторождении мезона.

NN

0 Эксперименты с каналированием на стойке источника поляризованного дейтрона.

1 Выстраивание источника поляризованного дейтрона на базе источника поляризованного дейтрона и присоединение к мишени замороженного поляризованного дейтрона. Точное измерение векторных и тензорных поляризаций дейтронов. Подготовка специальных устройств для использования нового материала мишени на основе Тритил-легированного бутанола.

2 Подготовка аппарата для измерений поляризации нейтронов путем рассеяния на ^4He мишени.

Литература

- [1] A.V. Efremov, in Proc of 15th Intern. Spin Physics Symposium Upton, 2002, p.235.
- [2] D. Drechsel, S.S. Kamalov, L. Tiator, Unitary isobar model - MAID2007, Eur. Phys. J. **A 34** (2007) 69.
- [3] L. Tiator, M. Gorchtein, V.L. Kashevarov et al., Eta and Eta prime Photoproduction on the Nucleon with the Isobar Model Eta MAID2018, Eur. Phys. J. **A 54** (2018) 210.
- [4] H. Yukawa, Proc. Phys. Math. Soc. Japan **17** (1935) 48.
- [5] V.V. Mochalov et al. Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser. **40** (2016) 1660106.
- [6] V.V. Abramov et al. Nucl. Instr. and Meth. **A 901** (2018) 62.
- [7] <http://lhcb-public.web.cern.ch/lhcb-public/Welcome.html>.
- [8] V.V. Abramov et al. J. Phys. Conf. Ser. **798** (2017) 012096.

- [9] V.D. Apokin et al., in Proc. of the IV Workshop on high energy spin physics, Protvino (1991) 288.
- [10] V.D. Apokin et al., Russ. J. Phys. Atom. Nucl. **45** (1987) 840.
- [11] E.R. Nocera, Achievements and open issues in the determination of polarized parton distribution functions, Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser. **40** (2016) 1660016; arXiv:1503.03518 [hep-ph].
- [12] D. de Florian et al., Phys. Rev. Lett. **113** (2014) 012001.
- [13] E.R. Nocera et al., Nucl. Phys. **B 887** (2014) 276.
- [14] M.E. Beddo et al., Fermilab proposal P838, January 1991.
- [15] N.S. Borisov et al., JINR communications 13-10253, Dubna, 1976.
- [16] N.S. Borisov et al., Sov. Phys. JETP **60** (1984) 1291.
- [17] W. Roberts, T. Oed, Phys. Rev. **C 71** (2005) 055201.
- [18] R.M. Woloshyn, Nucl. Phys. **A 496** (1989) 749.
- [19] S.B. Gerasimov, Physics of Atomic Nuclei **2** (1966) 430.
- [20] S.D. Drell, A.C. Hearn, Phys. Rev. Lett. **16** (1966) 908.
- [21] R.A. Arndt et al., Phys. Rev. **C 66** (2002) 055213.
- [22] D.Drechsel et al., Phys. Rev. **D 63** (2001) 114010.
- [23] A. Fix, H. Arenhovel, Eur. Phys. J. **A 25** (2005) 115.
- [24] S. Sumowigado, T. Mart, Phys. Rev. **C 60** (1999) 028201.
- [25] Q. Zhao, J.S. Al-Khalili, C. Bennhold, Phys. Rev. **C 65** (2002) 032201.
- [26] N. Bianchi, E. Thomas, Phys. Lett. **B 450** (1999) 439.
- [27] J. Ahrens et al., Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 5950.
- [28] J. Ahrens et al., Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 022003.
- [29] H. Dutz et al., Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 192001.
- [30] H. Dutz et al., Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 032003.
- [31] D. Drechsel, T.W. Walcher, Rev. Mod. Phys. **80** (2008) 731.
- [32] S. Simula et al., Phys. Rev. **D 65** (2002) 034017.
- [33] M. Bashkanov et al., Deuteron photodisintegration by polarized photons in the region of the $d^*(2380)$. Phys.Lett. **B 789** (2019) 7.

- [34] L.V. Fil'kov, V.L. Kashevarov, M. Ostrick, Search for narrow six-quark states in the reactions $\gamma d \rightarrow \pi \gamma NN$. arXiv:1310.8228 [nucl-ex]
- [35] A. Thomas et al., Nucl. Phys. **B 79** (1999) 591.
- [36] B.S. Neganov, N.S. Borisov and M.Yu. Liburg, JETP **50** (1966) 1445.
- [37] B.S. Neganov, Vestn. Akad. Nauk SSSR **12** (1968) 49.
- [38] F. Lehar et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 356** (1995) 58.
- [39] N.A. Bazhanov et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 402** (1998) 484.
- [40] Yu.A. Usov, Nucl. Instr. and Meth. **A 526** (2004) 153.
- [41] C.S. Akondi, N.S. Borisov, G.M. Gurevich, A.B. Lazarev, A.B. Neganov, Yu.A. Usov et al., Measurement of the Transverse Target and Beam-Target Asymmetries in n Meson Photoproduction at MAMI. Phys. Rev. Lett. **113** (2014) 102001.
- [42] J.R.M. Annand, N.S. Borisov, G.M. Gurevich, A.B. Lazarev, A.B. Neganov, Yu.A. Usov et al., First measurement of target and beam-target asymmetries in the $\gamma p \rightarrow \pi^0 \eta p$ reaction. Phys. Rev. **C 91** (2015) 055208.
- [43] P.P. Martel, N.S. Borisov, G. M. Gurevich, A.B. Lazarev, A.B. Neganov, Yu.A. Usov et al., Measurements of Double-Polarized Compton Scattering Asymmetries and Extraction of the Proton Spin Polarizabilities. Phys. Rev. Lett. **114** (2015) 112501.
- [44] P. Adlarson, N.S. Borisov, G. M. Gurevich, A.B. Lazarev, A.B. Neganov, Yu.A. Usov et al. Measurement of π^0 photoproduction on the proton at MAMI C. Phys. Rev. **C 92** No. 2, 024617 (2015).
- [45] M. Martemianov, N.S. Borisov, G. M. Gurevich, A.B. Lazarev, A.B. Neganov, Yu.A. Usov et al., A new measurement of the neutron detection efficiency for the NaI Crystal Ball detector. Journal of Instrumentation JINST, **10** (2015) T04001.
- [46] G.M. Gurevich, A.A. Lukhanin, F. Maas, Yu.A. Plis, A.O. Sidorin, A.V. Smirnov, A. Thomas, Yu.A. Usov. On the feasibility of using an extracted polarized antiproton beam of the HESR with a solid polarized target. XVI International Workshop in Polarized Sources, Targets and Polarimetry. PSTP2015, Ruhr-University Bochum, Germany, 14-18 September 2015, PoS(PSTP2015)043.
- [47] Yu.A. Usov. Frozen spin target developed at Dubna. Hystory and Traditions. XVI International Workshop in Polarized Sources, Targets and Polarimetry. PSTP2015, Ruhr- University Bochum, Germany, 14-18 September 2015, PoS(PSTP2015)021.
- [48] S.A. Coon et al., Nucl. Phys. **A 317** (1979) 242.
- [49] L.J. Friar, D. Huber, and U. van Kolck, Phys. Rev. **C 5** (1999) 53.
- [50] H. Primakoff, T. Holstein, Phys. Rev. **55** (1939) 1218.

- [51] J. Fujita, H. Miyazawa, Prog. Theor. Phys. **17** (1957) 360.
- [52] B.S. Pudliner et al., Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 4396.
- [53] W.N. Polizou, W. Glockle, Few-Body Syst. **9** (1990) 97-121.
- [54] E. Epelbaum, H.-W. Hammer, Ulf-G. Meifner, Rev. Mod. Phys. **81** (2009) 1773.
- [55] L. Platter, Phys. Rev. C **74** (2006) 037001.
- [56] J. Rotureau et al., Phys. Rev. C **85** (2012) 034003.
- [57] D.R. Entem et al., Phys. Rev. C **96** (2017) 024004.
- [58] P. Reinert, H. Krebs, E. Epelbaum, Eur. Phys. J. A **56** (2018) 86.
- [59] E. Epelbaum et al., Phys. Rev. C **99** (2019) 024313.
- [60] S. Binder et al., Phys. Rev. C **98** (2018) 014002.
- [61] Yu.N. Uzikov, Three-nucleon forces and some aspects of nuclear astrophysics, in The Universe Evolution, nuclear astrophysics. Eds. I. Strakovsky, L. Blokhintsev. New York: NovaScience Publisher, Inc., 2013. pp.269-292. ISBN 978-1-62808-547-7.
- [62] Yu.N. Uzikov, On the contribution of three-body forces to Nd interaction at intermediate energies. JETP Lett. **75** (2002)5; Pis'ma v ZHETF, **75** (2002) 7.
- [63] H. Witala et al., Phys. Rev Lett. **81** (1998) 1183.
- [64] D. Huber, J.L Friar, Phys. Rev. C **58** (1998) 674.
- [65] T.C. Black et al., Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 192502.
- [66] H. Witala et al., Phys. Lett. B **447** (1999) 216.
- [67] R.D. Foster et al., Phys. Rev. C **73** (2006) 034002.
- [68] I. Wilhelm et al., Nucl. Instr. & Meth. A **317** (1992) 553.
- [69] M. Koch et al. Nucl. Phys. Spring Meeting, Salzburg, 1992.
- [70] N.S. Borisov et al., Nucl. Instr. & Meth. A **345** (1994) 421.
- [71] J. Broz et al., Z. Phys. A **35** (1996) 401.
- [72] J. Broz et al., Z. Phys. A **359** (1997) 23.
- [73] N.S. Borisov et al., Nucl. Instr. & Meth. A **593** (2008) 177.
- [74] Yu.A. Usov. Frozen spin target developed at Dubna. History and Traditions. XVI International Workshop in Polarized Sources, Targets and Polarimetry. PSTP2015, Ruhr- University Bochum, Germany, 14-18 September 2015, PoS (PSTP2015) 021.

- [75] S.T. Goertz et al., Nucl. Instr. & Meth. **A 526** (2004) 43.
- [76] M. Kaminsky, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 819.
- [77] M. Kaminsky, in Proc. of 3rd Int. Symp. on Polarization Phenomena in Nuclear Reactions, Madison, 1970, p. 803.
- [78] E.K. Zavoiskii, J. Exp. Theor. Phys. **32** (1957) 408; english translation, Sov. Phys. – JETP **5** (1957) 338.
- [79] L.C. Feldman et al., Radiation Effects **13** (1972) 145.
- [80] W. Gleich et al., Phys. Rev. Lett. **27** (1971) 1066.
- [81] C. Rau, R. Sizmann, Phys Lett. **A 43** (1973) 317-318.
- [82] C. Rau, J. Magnetism and Magnetic Materials. **30** (1982) 141-174.
- [83] K.-H. Speidel et al., Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 2616-2619.
- [84] M.E. Ebel, Phys. Rev. Lett. **24** (1970) 1395.
- [85] W.Brandt and R. Sizmann, Phys. Lett. **A 37** (1971) 115.
- [86] S. Kreussler, R. Sizmann, Phys. Rev. **B 26** (1982) 520-529.
- [87] P.G. Sona, Energia Nucleare. **14** (1967) 295-299.
- [88] G.G. Ohlsen, Rep. Progr. Phys. **35** (1972) 717.
- [89] A.A. Naqvi, G. Clausnitzer, Nucl. Instr. & Meth. **A 324** (1993) 429.
- [90] G.G. Ohlsen, P.W. Keaton, Nucl. Instr. & Meth **109** (1973) 41.
- [91] B.P. Ad'yasevich, V.G. Antonenko, V.N. Bragin, Ya. Fiz. 1981. **33** (1981) 1167-1171; english translation: Physics of Atomic Nuclei **33** (1981) 313.
- [92] A. Galonsky et al., Phys. Rev. Lett. **2** (1959) 349.

Проект включает 21 участника из ОИЯИ. Авторы проекта имеют публикации по крайней мере по одной части Проекта.

Форма № 26

Предлагаемый график и необходимые средства для осуществления проекта "SPASCHARM- GDH-НН" (k\$)

Наименование статьи расхода	Общая стоимость	Предложение лаборатории по распределению средств		
		2020	2021	2022
1. Модификация системы UNF поляризованной мишени	15,0	9,0	2,0	4,0
2. Дизайн и подготовка частей "Активной мишени"	6,0	4,0	2,0	-
3. Модификация системы измерения поляризации	4,0	2,0	2,0	-
4. Приобретение стандартных устройств	41,0	16,0	14,0	11,0
Всего (оборудование)	66,0	31,0	20,0	15,0
Материалы	26,0	10,0	8,0	8,0
ИТОГО	158,0	72,0	48,0	38,0
Финансовые средства				
Бюджетные расходы				
а) прямые (немедленные)	201,0	71,0	65,0	65,0
б) грант Германии (BMBF)	30,0	10,0	10,0	10,0
в) гранты CR	54,0	18,0	18,0	18,0
Немедленные расходы всего	285,0	99,0	93,0	93,0

Таблица 4:

Руководители проекта А. Ковалик, Ю.А. Усов

Форма № 29

Оценка расходов на проект "SPASCHARM – GDH-НН" (k\$)

	Наименование статьи расходов	Общая стоимость	2020	2021	2022
1	Расходы на соглашения по НИОКР	12,0	8,0	2,0	2,0
2	Стоимость работы в экспериментальном цехе LNP	3,0	1,0	1,0	1,0
3	Материалы	66,0	22,0	22,0	22,0
4	Транспортные расходы	4,5	1,5	1,5	1,5
5	Непредвиденные расходы	6,0	2,0	2,0	2,0
6	Электронные инструменты	45,0	15,0	15,0	15,0
6	Ежегодный взнос в коллаборацию "A2"	24,0	8,0	8,0	8,0
7	Командировочные расходы	124,5	41,5	41,5	41,5
	Включая				
	а) страны нерублевой зоны	108,0	36,0	36,0	36,0
	б) страны рублевой зоны	12,0	4,0	4,0	4,0
	с) поездки в JINR	4,5	1,5	1,5	1,5
Общая сумма непосредственных расходов		285,0	99,0	93,0	93,0

Таблица 5:

Руководители проекта А. Ковалик, Ю.А. Усов

Директор лаборатории В.А. Бедняков

Помощник директора по финансам Г. А. Усова