

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

Отчет по
программе фундаментальных исследований
Отделения физических наук РАН

**НЕЙТРОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
СТРУКТУРЫ ВЕЩЕСТВА И ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ
СВОЙСТВ МАТЕРИИ**

Москва, 2006 год

“СОГЛАСОВАНО”

**Зам. Академика-секретаря
Отделения физических наук РАН
Руководитель секции ядерной физики**

“УТВЕРЖДАЮ”

**Академик-секретарь
Отделения физических наук РАН**

Академик А.Н.Скринский

Академик А.Ф.Андреев

« ____ » _____ 2006 г.

**Отчет
по программе фундаментальных исследований
Отделения физических наук РАН**

**НЕЙТРОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
СТРУКТУРЫ ВЕЩЕСТВА И ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ
СВОЙСТВ МАТЕРИИ**

Головная организация:
Соисполнители Программы:

ПИЯФ РАН (Гатчина),
ИЯИ РАН (Москва),
ФТИ РАН (Санкт-Петербург)
ФИАН РАН (Москва)
ИФМ УрО РАН
ЛНФ ОИЯИ,
РНИЦ «Курчатовский институт»
ИЯФ СО РАН *)
ИФ СО РАН *)

*) За счет собственных средств

Отчет по программе фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН

НЕЙТРОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ ВЕЩЕСТВА И ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ СВОЙСТВ МАТЕРИИ

Направление 1: Исследование фундаментальных свойств нейтрона

Проект 1.1: Прецизионное измерение времени жизни нейтрона

Подпроект 1.1.1.

Измерение времени жизни методом хранения ультрахолодных нейтронов (УХН) в материальной криогенной ловушке с гравитационным клапаном.

Руководитель проекта – проф. А.П. Серебров

Проведено моделирование новой установки для измерения времени жизни нейтрона с гравитационной ловушкой УХН. Основная идея нового проекта состоит в разработке установки с увеличенной точностью измерений до 0,2-0,3 сек. Поскольку точность измерений в действующей установке определяется статистикой, то в новом проекте размер ловушки должен быть увеличен. К сожалению, с увеличением размеров сферической ловушки растет время вытекания УХН на детектор для нейтронов высоких энергий, поэтому изменена конфигурация ловушки. Ловушка в новом проекте это горизонтально расположенный полуцилиндр. В такой конфигурации удастся обеспечить время вытекания на уровне 100-150 сек, т.е. как для старой установки, но на порядок величины увеличивается количество нейтронов в ловушке. Это достигается увеличением длины цилиндра и увеличением радиуса цилиндра. На оси цилиндра закреплены пластины, которые поворотом оси могут быть расположены в верхнем или нижнем положениях. При нижнем положении пластин измерения проводятся с секционированной ловушкой, при верхнем положении пластин измерения проводятся с цельной ловушкой. Такая модификация ловушки без накушения вакуума в установке обеспечивает одинаковость свойств покрытия ловушки при изменении частоты соударений.

Таким образом в новом проекте достигается увеличение статистической точности измерений и снижается вероятность получения систематической погрешности.

Новая схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Эта схема была смоделирована. Проведенные МС расчеты подтвердили возможность получения точности измерений времени жизни нейтрона 0,2-0,3 сек.

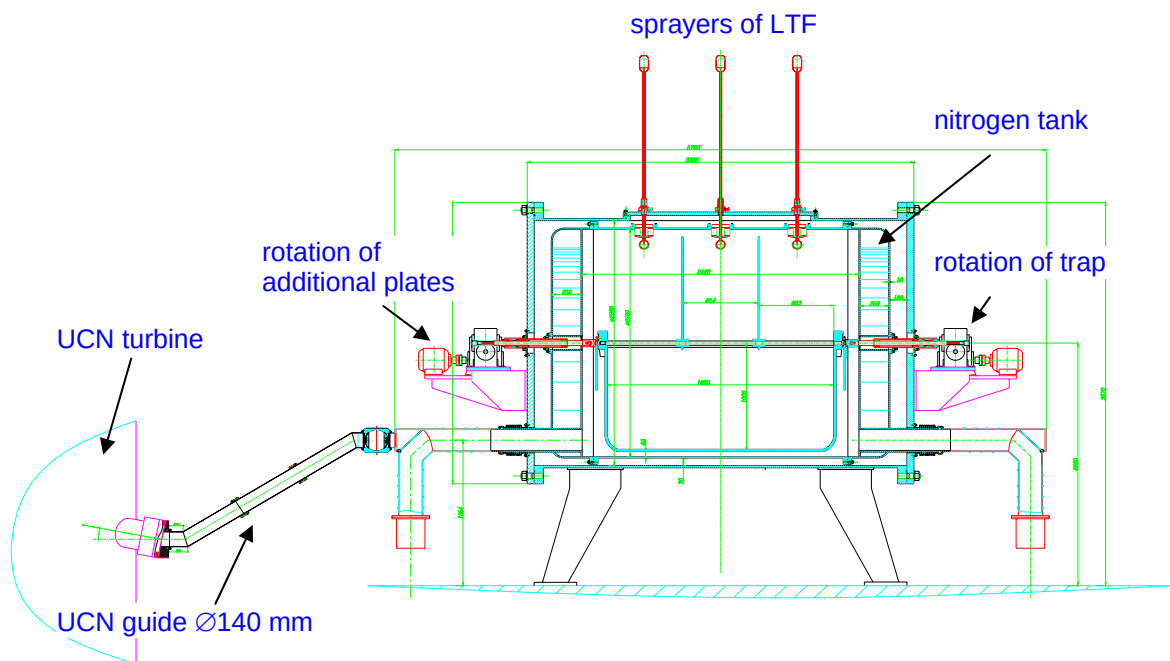


Рис.1. Проект новой экспериментальной установки для измерения времени нейтрона с точность 0,2-0,3 сек

Подпроект 1.1.2.

Исследование природы «аномальных» потерь и деполяризации УХН в материальных ловушках

Руководитель проекта проф. А.П.Серебров

1. Построена теоретическая модель связи явления аномальных потерь и явления деполяризации УХН при хранении. Подготовлена публикация.
2. Продолжено изготовление гравитационного спектрометра для проведения экспериментальных исследований по этой теме.



Рис. 1. Изготовление гравитационного спектрометра в ПИЯФ.

Подпроект 1.1.3.

Измерение τ_n методом хранения ультрахолодных нейтронов в магнитной ловушке.

Руководитель проекта к.ф.-м.н. В.Ф.Ежов

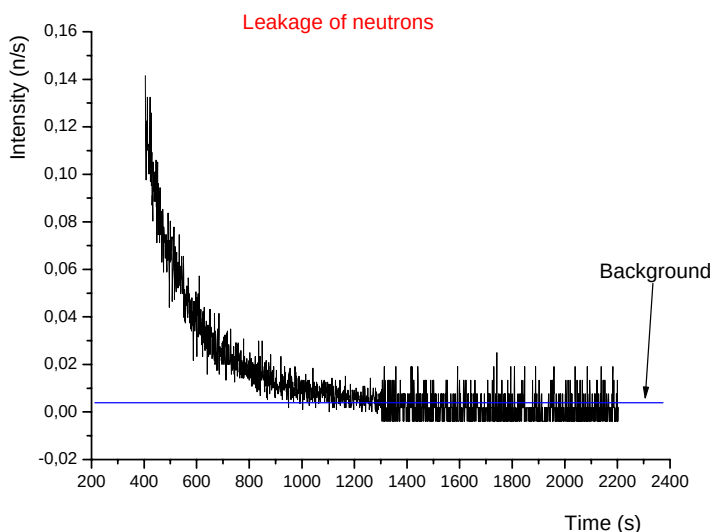
В 2006 г. в ПИЯФ РАН был разработан и изготовлен новый магнитный затвор для установки по измерению времени жизни нейтрона в магнитной ловушке (см. рис.). В нем диаметр выходного нейтроновода, перекрываемого магнитным полем, составил 60 мм.



В этом затворе использована комбинация магнитных полей от постоянных магнитов и соленоидальной обмотки. Такая конструкция позволила добиться минимальной потребляемой мощности в обмотке соленоида. Кроме того,

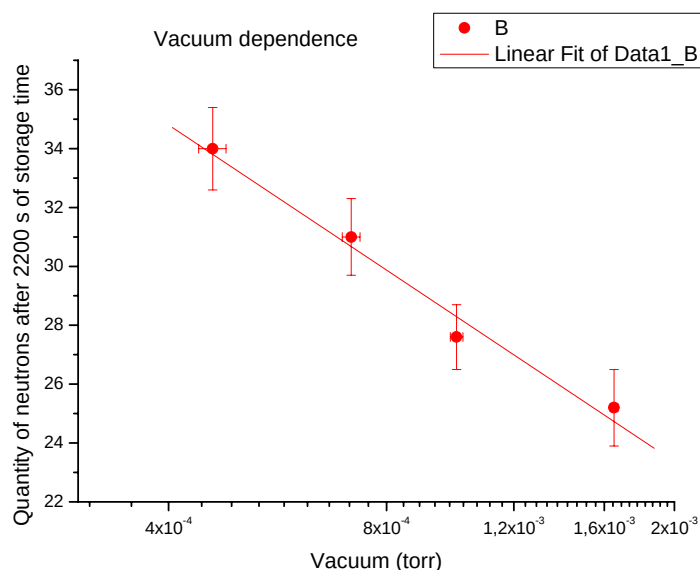
ядро магнитной системы находится практически в насыщении, а, следовательно, влияние флуктуаций тока в соленоиде практически не вызывает флуктуаций в величине запирающего магнитного поля, которые могут вызывать резонансный переворот магнитного момента, относительно направления магнитного поля при хранении УХН в ловушке.

Измерения с новым магнитным затвором выполнены летом 2006 г. на пучке УХН в Гренобле. На рисунке приведена зависимость интенсивности нейтронов, вытекающих из ловушки после ее наполнения. Результаты этих измерений приведены на рисунке. Видно, что после 1200 секунд хранения, вытекание нейтронов прекращается и происходит полная очистка нейтронного спектра.



$$\lambda_2 = 0.15 \pm 0.04 \frac{1}{s \cdot \text{torr}}$$

В этих измерениях также был подробно исследован процесс потерь нейтронов, при их хранении в магнитной ловушке, за счет соударений с остаточным вакуумом. Этот процесс будет основным систематическим эффектом при измерении времени жизни нейтрона. Результаты этих измерений показаны на следующем рисунке. Измеренная зависимость может быть охарактеризована величиной $\lambda_2 = 0.15 \pm 0.04 \text{ 1/c} \cdot \text{торр}$. Это означает, что при измерении времени жизни нейтрона в магнитной ловушке с точностью порядка 10^{-3} вакуум в ней должен быть не хуже 10^{-6} торр.



В заключении необходимо отметить, что возможность хранения нейтронов в магнитной ловушке обсуждалась более 50-и лет. Тем не менее, только в данном проекте реально создана магнитная система, которая может успешно конкурировать с лучшими материальными ловушками. Основные результаты этих экспериментов доложены на Международных конференциях PANIC в США и 3-ем Санданьском Совещании по ядерной физике в Болгарии и по ним подготовлены 3 публикации.

Проект 1.2:

Поиск электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона.

Подпроект 1.2.1.

Поиск ЭДМ нейтрона магнитнорезонансным методом.

Создание мультикамерного ЭДМ-спектрометра

Руководители проекта проф. А.П.Серебров
акад. Е.Б.Александров

Этап 2006 г.:

1. Разработана конструкторская документация на немагнитную платформу.
2. Платформа изготовлена и транспортирована в ILL.
3. Платформа установлена на пучке УХН на реакторе ILL.
4. Изготовлена и установлена в ILL нейтроноводная система с нейтроноводами большого диаметра (140 мм) и репликовой технологии
5. Проведены криогенные испытания сверхпроводящего магнита-поляризатора, получено магнитное поле в соленоиде 4 тесла.



Рис.1. Немагнитная платформа установлена на пучке УХН реактора ILL.

Плотность поляризованных УХН до граничной скорости 6,8 м/с составляет 7 н/см^3 . Поток поляризованных УХН через всё сечение нейтроновода составляет $1,5 \sim 10^5 \text{ н/с}$. Это плотность поляризованных УХН на входе в мультикамерный ЭДМ спектрометр, который в настоящее время подготавливается в ПИЯФ.

В плане работ по изготовлению мультикамерного ЭДМ спектрометра выполнены следующие этапы:

1. Завершено изготовление вакуумной печи для отжига пермаллоя;
2. Осуществлена повторная сборка магнитных экранов и проведены магнитные измерения;
3. Изготовлены 5 высоковольтных вводов их ситалла;
4. Изготовлены детекторы и электронная аппаратура для ЭДМ спектрометра;
5. Продолжена разработка высоковольтных источников на $\sim 200 \text{ кВ}$.



Рис.2. Нейтроноводная система большого диаметра (140 мм) в репликовой технологии на реакторе ILL.

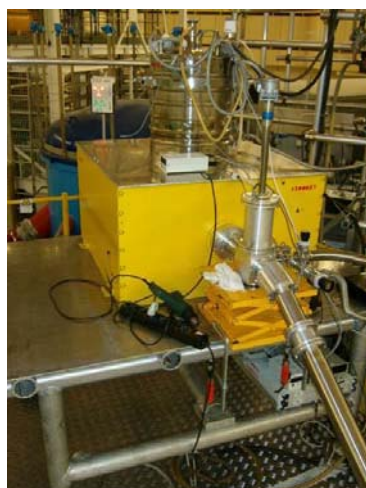


Рис.3. Сверхпроводящий магнит-поляризатор с магнитным экраном на реакторе ILL.



Рис.4. Вакуумная печь для отжига пермаллоя. Рабочая температура 1100 – 1200⁰ С.

Модернизация существующего магнито-резонансного ЭДМ-спектрометра ПИЯФ

Руководители проекта чл.-корр. РАН В.М.Лобашев
к.ф.-м.н. А.Н.Пирожков

В 2006 году продолжались работы по разработке и изготовлению новых узлов экспериментальной установки ПИЯФ для измерения ЭДМ нейтрона с целью увеличения чувствительности прибора и подготовки его к работе на высокоинтенсивных источниках ультрахолодных нейтронов (УХН).

Для обеспечения возможности большой скорости счета нейтронов, как альтернатива ППД большой площади (имеющим большую емкость и ограничение быстродействия), на источнике УХН реактора TRIGA (Майнц, Германия) был испытан газовый многопроволочный GEM-детектор. Опыт показал возможность применения такого детектора в ЭДМ-эксперименте.

Завершено изготовление комплекта (4 шт.) изолирующих боковых стенок камер удержания ультрахолодных нейтронов из ситалла (диаметр 550 мм). Уникальные свойства этого материала, как показывают проведенные исследования, позволят не менее чем в 1,5 раза увеличить напряженность электрического поля, а так же – время хранения УХН в рабочем объеме установки.

Начаты исследования опытного образца ³He-магнитометра с плоской рабочей ячейкой из стекла диаметром 30 см., высотой 5 см и с внешней ячейкой для оптической накачки поляризации гелия, соединенной с рабочим объемом коротким патрубком со стеклянным отсечным вентилем. Работа проводится совместно с Майнцким университетом (группа проф. В.Хайля, Майнц, Германия). Испытания проводились в условиях низкого ведущего магнитного поля (около 400 нТл) в Берлинской магнитной комнате (институт РТВ, Берлин, Германия) со статическим коэффициентом экранирования внешних магнитных полей около 10000. При давлении гелия-3 1 мбар была достигнута поляризация около 30%. Проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы: а) низкое ведущее магнитное поле не является препятствием для получения высокой поляризации гелия-3 в магнитометре; б) для накачки поляризации гелия-3 предпочтительно применение внешней ячейки оптической накачки, что позволяет получать более высокую поляризацию гелия-3 или использовать менее мощный лазер; в) для данной конструкции магнитометра может быть достигнуто время продольной и поперечной релаксации несколько сотен секунд (и более), что необходимо для применения магнитометра такого типа в экспериментах по поиску ЭДМ

нейтрона; д) влияние неоднородностей магнитного поля на время поперечной релаксации велико, и их необходимо минимизировать при проектировании и создании пассивной магнитной защиты.

Работы по исследованию характеристик магнитометра продолжаются. В настоящее время изучается возможность создания оптической ячейки диаметром 500 мм из ситалла. Совместно с НИТИОМ (С-Пб) разрабатывается технология пайки ситалловых элементов ячеек для ^3He магнитометра с помощью ситаллоцемента. Это позволит изготовить большие и прочные плоские ячейки с малым газовыделением со стенок, выдерживающие избыточное давление 1атм.

Подпроект 1.2.2. Поиск ЭДМ нейтрона кристалл-дифракционным методом (проект ДЭДМ)

Руководитель проекта д.ф.-м.н. В.В.Федоров

Недавно нами была предложена новая оригинальная идея эксперимента, основанная на поиске эффекта вращения спина нейтрона за счет ЭДМ при прохождении через НЦС кристалл. Предлагается выделять, с помощью специального регулируемого монохроматора, см. Рис.1., нейтроны, прошедшие через кристалл в различных по знаку и величине электрических полях, т.е. фактически управлять знаком и величиной электрического поля, действовавшего на регистрируемый нейтрон, не притрагиваясь к рабочему кристаллу.

В 2006г. период на пучке холодных нейтронов PF1b реактора ILL (Гренобль, Франция) была проведен полномасштабный тестовый эксперимент по поиску ЭДМ нейтрона, основанный на данном предложении.

Показана –

1. Работоспособность методики по разделению эффекта обусловленного ЭДМ нейтрона и Швингеровского взаимодействия по разной угловой зависимости (ЭДМ не зависит от угла дифракции, в то время как эффект от Швингеровского взаимодействия ведет себя линейно и проходит через ноль при угле Брэгга равном 90° , Рис 2.). По величине Швингеровского взаимодействия, Рис.2., можно оценить величину электрического поля, действующего на нейтрон в кристалле - $E_{\text{exp}} = (0.7 \pm 0.1) 10^8 \text{V/cm}$.

2. Чувствительность к ЭДМ нейтрона в тестовом эксперименте составила $1.6 \cdot 10^{-23} \text{ е см}$ и была ограничена низкой светосилой используемого экспериментального оборудования. Пересчет данной величины на полномасштабный эксперимент дает чувствительность $\sim 2 \cdot 10^{-25} \text{ е см}$, что подтверждает наши предварительные оценки. Измеренная в тестовом эксперименте величина ЭДМ нейтрона составила $d_n = (6 \pm 6) 10^{-24} \text{ е см}$.

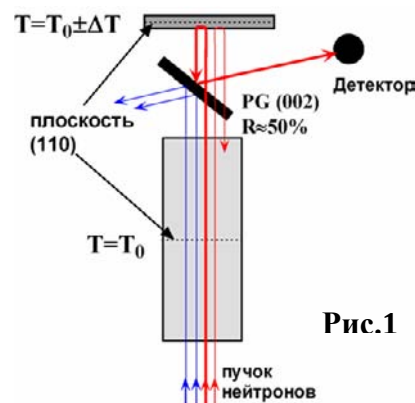


Рис.1

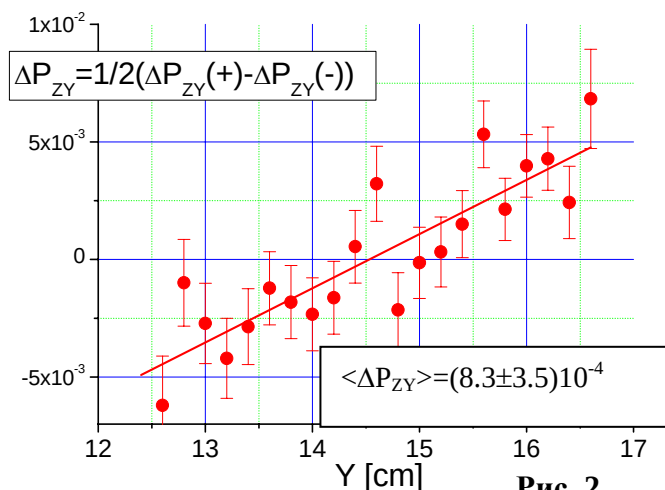


Рис. 2

3. Показано, что данная схема эксперимента обладает высокой избирательной способностью к ЭДМ нейтрона. Т.е. в ней присутствует возможность контроля за ложными эффектами обусловленными остаточным магнитными полями и Швингеровским взаимодействием без потери статистической чувствительности.

В настоящее время результаты, полученные в данном эксперименте, обрабатываются и готовятся к публикации.

Проект 1.3:

Измерение асимметрий β -распада нейтрона.

Руководитель проекта проф. А.П.Серебров

Цель: Создание установки для измерения асимметрий β -распада нейтрона с относительной точностью 10^{-3} .

Измерение электрон-спиновой асимметрии A в бета-распаде нейтрона и измерение времени жизни нейтрона позволяют определить V_{ud} – элемент матрицы Кобаяши-Маскава. В связи с возросшей точностью измерения времени жизни нейтрона увеличение точности измерений электрон-спиновой асимметрии распада нейтрона является очень актуальным.

В ПИЯФ разработана экспериментальная установка для измерения A -асимметрии. Основной частью установки является 5-метровый сверхпроводящий соленоид. В настоящее время проведена модернизация соленоида, которая позволила перейти от схемы измерений с ультрахолодными нейтронами к схеме измерений с пучком холодных нейтронов. С этой целью были изготовлены новые сверхпроводящие катушки так называемой “магнитной пробки”. Значительно увеличенный диаметр новых сверхпроводящих катушек позволяет реализовывать прохождение пучка холодных нейтронов через установки с достаточной апертурой.

Установка с новой конфигурацией катушек собрана. При сборке криостата была использована экранная теплоизоляция с высоким коэффициентом отражения. Проведены криогенные испытания на азотном и гелиевом уровнях температур. При гелиевых испытаниях открылась “холодная течь”. Ведутся работы по устранению “холодной течи”.

На рис.1. представлен момент сборки криостата.



Рис. 1. Момент сборки криостата.

Проект 1.4: Электромагнитный формфактор нейтрона

Руководитель проекта д.ф.-м.н. С.И. Середняков

Продолжались измерения временного разрешения с прототипом антинейтронного детектора с разными вариантами оцифровывающей электроники и входного формирователя-усилителя. Был создан стенд для временных измерений, в нем используется счетчик NaI(Tl) в виде усеченной пирамиды в алюминиевом корпусе с фототриодом. Сверху и снизу находятся запускающие сцинтилляционные счетчики. На рис.1 показан спектр временного разрешения от космических мюонов с энергосигналом в NaI(Tl) около 100 МэВ. Величина разрешения составляет 3 наносекунды. Входной сигнал сначала интегрируется, а затем преобразовывается с инверсией знака. Так сделано, чтобы удовлетворить параметрам существующего канала калориметра. Конечно, результат 3 нсек нельзя назвать слишком хорошим, но нужно иметь в виду, что сигнал с NaI(Tl) снимается не фотоумножителем, а фототриодом, поэтому разрешение в большой степени определяется шумами предусилителя и формирователя. Наша цель – получить временное разрешение не хуже 1 нсек при энергии 500 МэВ, что сегодня выглядит вполне выполнимой задачей.

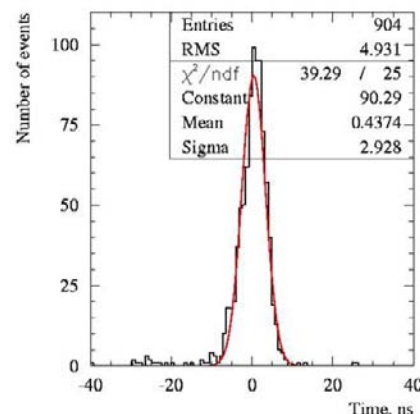


Рис.1 Гистограмма
временного разрешения
прототипа антинейтронного
детектора

Было проведено моделирование взаимодействия антинейтронов в калориметре NaI(Tl). Полученный спектр энергосигналов моделирования GEANT-4 с экспериментом не сравнивался, так как у нас пока нет данных. Важным результатом было то, что в малой части событий энергосигнал заметно превышает энергию аннигиляции $2m_N$ на сотни МэВ, что не находит пока полного понимания. Кроме того, мы провели сравнение экспериментальных данных по аннигиляции остановившихся антипротонов в неоне с моделированием пакетом GEANT-4. И здесь отличие эксперимента и моделирования было очень большим $> 100\%$. Все это в будущем приведет нас к необходимости искать такие критерии выделения нейтронных событий, которые не зависят от точности моделирования, например, время пролета.

По остальным системам СНД, имеющим значение для нейтронного эксперимента, в течение года было заметное продвижение по калориметру, электронике, мюонному детектору, системе сбора данных и системе обработки данных. Конечно, в таком крупном детекторе как СНД, все системы сильно переплетены и рассматривать, например, калориметр без электроники или электронику без системы сбора данных, очень затруднительно. Но основной результат конца 2006 года в том, что сегодня у нас три системы – калориметр, электроника и система сбора данных работают вместе. Мы проводим непрерывные круглосуточные циклы измерений (runs) без выключения всей аппаратуры в течение месяца. Учитывая то, что центральная дрейфовая камера близка к завершению и то, что в коллайдере ВЭПП-2000 уже есть пучки, можно выразить предположение, что в будущем 2007 году начнутся фоновые измерения, важные для нейтронного эксперимента.

В начале этого года в ИЯФ состоялась международная конференция по физике в области энергии 1-3 ГэВ, где был представлен доклад о данном проекте. Единственным другим местом, где потенциально может быть измерен времениподобный формфактор нейтрона, является лаборатория Frascati (Италия). Это будет возможно, если INFN

согласится с предложением R.Baldini и др. об увеличении энергии DAFNE до 2.4 ГэВ в с.ц.м. Такое развитие событий представляется не очень вероятным, учитывая наличие другого амбициозного проекта в Италии - супер-В-фабрики.

В заключение приводится слайд из доклада автора на конференции в Новосибирске (рис.2), где показаны существующие данные по формфактору нейтрона вблизи порога – единственная точка с ошибкой 100%, и ожидаемая точность в эксперименте СНД - множество точек. Видно, что в результате успешного проведения нашего эксперимента возможно радикальное улучшение точности формфактора нейтрона во времениподобной области.

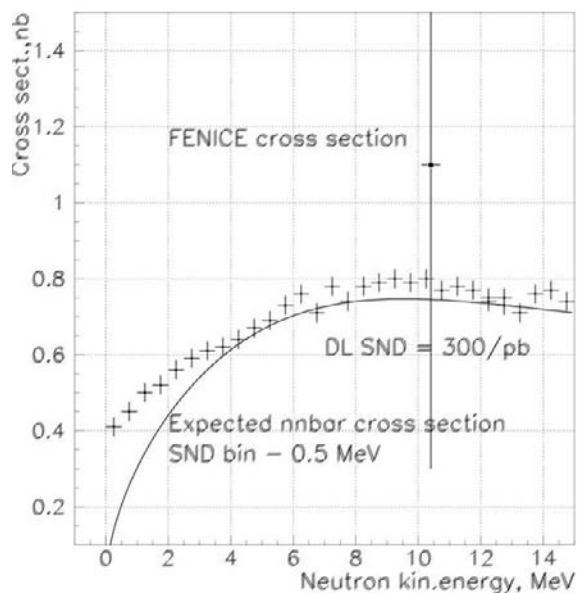


Рис.2 Расчетное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow n \bar{n}$ (сплошная кривая), расчетная точность (множество точек с ошибками) и единственный предыдущий результат измерения формфактора нейтрона.

Проект 1.5:

Разработка масс-спектрометрических методов и аппаратуры для экспериментального определения характеристик бета-распада тритона и нейтрона, исследование влияния пионного обмена на слабое аксиально-векторное взаимодействие.

Руководитель проекта чл.-корр. РАН Б.А. Мамырин

В рамках проекта решается задача определения по данным о бета-распаде тритона значений констант, характеризующих бета-процессы: отношения аксиально-векторной и векторной констант слабого взаимодействия, а также времени жизни нейтрона. Предлагаемый подход основывается на исследовании зависимости временных характеристик бета-распада тритона от структуры доступного β -электрону фазового пространства в различных атомно-молекулярных системах. Наиболее значимой составляющей погрешности τ_n в данном методе является погрешность абсолютного значения периода полураспада для молекулярного трития, которое используется в качестве базового на абсолютной временной шкале при вычислении постоянной распада свободного тритона. Основной задачей очередного этапа работ по Проекту является получение независимого экспериментального значения периода полураспада для молекулярного трития с погрешностью не более 0.1%, что позволит в рамках используемого метода уменьшить абсолютную погрешность оценки времени жизни нейтрона до 2 с.

Для решения этой задачи в течение 2006 года проводилась подготовка эксперимента по измерению постоянной распада для молекулярного трития с использованием разработанного в лаборатории масс-спектрометрии ФТИ гелиевого изотопного метода. Суть метода состоит в том, что для серии образцов, каждый из которых содержит гелий-4 и молекулярный тритий, определяется зависимость от времени отношения концентрации радиогенного гелия-3 к концентрации гелия-4 $^3\text{He}/^4\text{He}$. Приготовленная в момент времени t_0 смесь молекулярного трития и гелия-4 расфасовывается в несколько ампул. В моменты времени t_1 и t_2 смесь из соответствующей ампулы очищается от компоненты, содержащей тритий, и при помощи двухлучевого изотопного масс-спектрометра измеряются отношения $(^3\text{He}/^4\text{He})_{1,2}$ в образцах. При этом выполняется соотношение:

$$\frac{\left(^3\text{He}/^4\text{He}\right)_1}{\left(^3\text{He}/^4\text{He}\right)_2} = \frac{1 - \exp[-\lambda(t_1 - t_0)]}{1 - \exp[-\lambda(t_2 - t_0)]},$$

таким образом, сравнив отношения концентраций изотопов гелия в моменты времени t_1 и t_2 , можно определить значение постоянной распада λ . Поскольку чувствительность в разных каналах 2-х лучевого масс-спектрометра обычно бывает различной и может изменяться со временем, для точного измерения $(^3\text{He}/^4\text{He})_{1,2}$ в пробах используется калибровочная смесь с отношением $(^3\text{He}/^4\text{He})_к$, близким к ожидаемому значению гелиевых изотопных отношений в пробах. Истинные значения $(^3\text{He}/^4\text{He})_{1,2}$ выражаются через измеренные значения гелиевых изотопных отношений в пробах $[(^3\text{He}/^4\text{He})_{1,2}]_{изм}$ и в калибровочной смеси $\{[(^3\text{He}/^4\text{He})_к]_{1,2}\}_{изм}$. Важным преимуществом такого подхода является полное исключение абсолютных измерений и существенное упрощение учета потерь гелия.

Установлено, что ограничение точности измерения гелиевых изотопных отношений будет обусловлено наличием мультиплетных пиков на третьей и четвертой массах. Показано, что проблема разделения мультиплетов может быть решена путем использования разработанного в ФТИ двухступенчатого магнитного резонансного масс-спектрометра (МРМС), имеющего рекордную глубину разрешения: фон (“хвост”) пика $^4\text{He}^+$ на месте пика $^3\text{He}^+$ в масс-спектре составляет 10^{-8} % от амплитуды пика $^4\text{He}^+$, фон дублетного пика (HHH^+ , $^2\text{HH}^+$) на месте пика $^3\text{He}^+$ составляет 10^{-3} % от амплитуды (HHH^+ , $^2\text{HH}^+$) пика. Использование полупрозрачных коллекторов-сеток позволило проводить точные измерения величины $(^3\text{He}/^4\text{He})$ на первой (статической) ступени МРМС без потери разрешающей способности на второй (динамической) ступени, что давало возможность постоянно контролировать уровень мультиплетных водородных пиков на третьей массе.

Исследованы источники систематической погрешности, обусловленные процедурами, применяющимися при создании и экспонировании тритийсодержащих образцов и калибровочных гелиевых смесей. Проведены измерения растворимости водорода и гелия в стеклах при азотной и комнатной температурах, а также при температуре плавления.

Направление 2:

Поиск эффектов отклонения от Стандартной модели

Проект 2.1.

Поиск и исследование эффектов нарушения четности в реакциях взаимодействия нейтронов с легкими ядрами.

Руководитель проекта д.ф.-м.н. В.А.Весна

Этап 2006 г.:

1. Проведение нулевых экспериментов при изучении реакции $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$ на реакторе ИЛЛ (Гренобль, Франция)

Результаты измерений коэффициента Р-нечетной асимметрии в реакции $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$, выполненные авторами в разное время, представлены в таблице.

Гатчина

Вертикальный канал	$R\Omega = 0.66$	$\alpha_{\text{PN}} = -(5.4 \pm 6.0) \cdot 10^{-8}$ (1996 г.)
ИЛЛ, канал PF1B	$R\Omega = 0.66$	$\alpha_{\text{PN}} = -(8.1 \pm 3.9) \cdot 10^{-8}$ (2002 г.)
ИЛЛ, канал PF1B	$R\Omega = 0.70$	$\alpha_{\text{PN}} = -(9.3 \pm 2.5) \cdot 10^{-8}$ (2005 г.)

Среднее-

$$\alpha_{PN}(\text{ср.}) = -(8.6 \pm 2.0) \cdot 10^{-8}$$

Существенным и не устранимым с помощью обработки данных является возможное присутствие фоновых Р-нечетных эффектов в различных реакциях нейтронов с конструкционными материалами экспериментальной установки с испусканием заряженных частиц, γ -квантов и электронов при β -распаде радиоактивных ядер. Эти ложные эффекты не могут быть достоверно оценены.

Для экспериментальной проверки возможного вклада ложных асимметрий все мишени ионизационной камеры закрывались дополнительной алюминиевой фольгой толщиной 20 мкм, так что полная толщина фольги на пути тритонов и α -частиц составляла величину 34 мкм. Такая толщина достаточна для полного поглощения α -частиц и тритонов. γ -кванты и β -частицы из конструкционных материалов и примесей в мишенях проходили фольгу практически без поглощения. Этот эксперимент является основным "0"-тестом, с нашей точки зрения, поскольку он позволяет регистрировать камерой Р-нечетные эффекты от всех примесей на пути нейтронов без вторичных частиц исследуемой реакции.

Проведенный эксперимент по наблюдению Р-нечетной асимметрии с закрытыми мишенями дал следующий результат (нормирован на постоянные составляющие сигналов основного эксперимента):

$$\alpha_{0-\text{мечт}} = -(0.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-8}.$$

Результат основного эксперимента при регистрации тритонов:

$$\alpha_{PN} = -(8.6 \pm 2.0) \cdot 10^{-8}.$$

Сопоставление этих двух результатов с очевидностью показывает, что эффект Р-нечетной асимметрии в основном эксперименте связан с изучаемой реакцией ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$.

Направление 3:

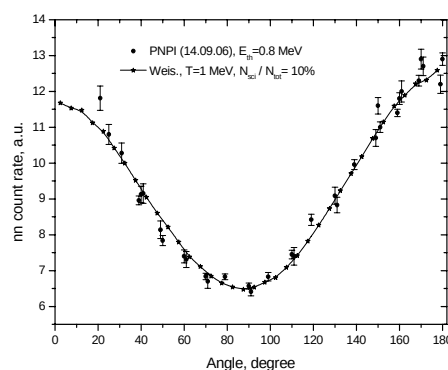
Поиск и исследования фундаментальных явлений, сопровождающих разрыв ядерной материи.

Проект 3.1:

Исследования динамики процесса деления тяжелых ядер при низких энергиях возбуждения

Руководитель проекта проф. Г.А.Петров

На реакторе ВВР-М были выполнены измерения угловой зависимости эмиссии парных нейтронов при делении ${}^{235}\text{U}$ тепловыми нейтронами, чувствительной к примеси scission neutrons. Проведенная предварительная обработка экспериментальных данных в сравнении с результатами теоретических расчетов указывает на то, что примесь разделительных нейтронов к нейтронам, испущенных возбужденными осколками, составляет в этом случае около 20%. Для сравнения, аналогичные исследования были выполнены для случая спонтанного деления ${}^{252}\text{Cf}$. В этом случае вклад разделительных нейтронов оказывается существенно ниже, чем в случае вынужденного деления ${}^{235}\text{U}$, и составляет только около 10%. Для иллюстрации на рисунке приведены результаты



сравнения экспериментальных данных с расчетами по Монте-Карло для случая спонтанного деления ^{252}Cf . В расчетах для средней энергии разделительных нейтронов предполагалась величина 1 МэВ.

Проект 3.2:

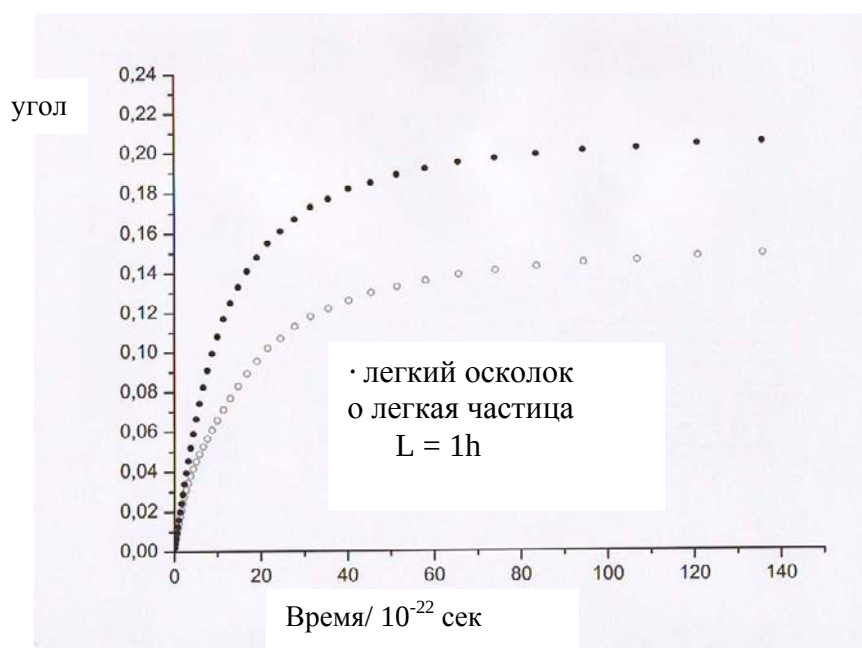
Экспериментальные исследования тройной Т-нечетной корреляции эмиссии легких заряженных частиц и нейтронов в делении ^{235}U холодными поляризованными нейтронами

Руководитель проекта проф. Г.А. Петров

2006 году была выполнена детальная обработка результатов изучения эмиссии легких заряженных частиц вращающимися делящимися системами ^{235}U и ^{233}U и проведено их сравнение с различными вариантами теоретических траекторных расчетов. При этом в результате розыгрыша $2,5 \cdot 10^9$ траекторий были получены оценки наиболее вероятных параметров делящейся системы при эмиссии легких заряженных частиц. Значения некоторых параметров приведены ниже:

- Начальное расстояние между осколками ($M_T/M_L = 1,44$): 2,2 ферми
- Начальная скорость тяжелого осколка: $0,26 \cdot 10^9$ см/сек
- Начальное расстояние легкой частицы от оси деления: ~ 1 ферми
- Начальная энергия легкой частицы: 0,1 – 1,3 МэВ

В экспериментах наблюдаемой величиной является сдвиг угловых распределений легких заряженных частиц при изменении направления поляризации нейтронов, вызывающих деление. В свою очередь, этот сдвиг является результатом воздействия на легкую частицу вращающегося вокруг направления поляризации кулоновского поля разлетающихся осколков. Эффект становится наблюдаемым из-за разных скоростей частиц и осколков деления. Временные масштабы этого нового эффекта представлены на Рисунке.



Существенно отметить, что впервые наблюдаемый нами эффект позволяет получать информацию о поведении делящейся системы на самой ранней стадии процесса деления.

В 2007 году планируется дальнейшее проведение детальных исследований этого эффекта на высоко-поточном реакторе Института Лауэ-Ланжевена в Гренобле (Франция).

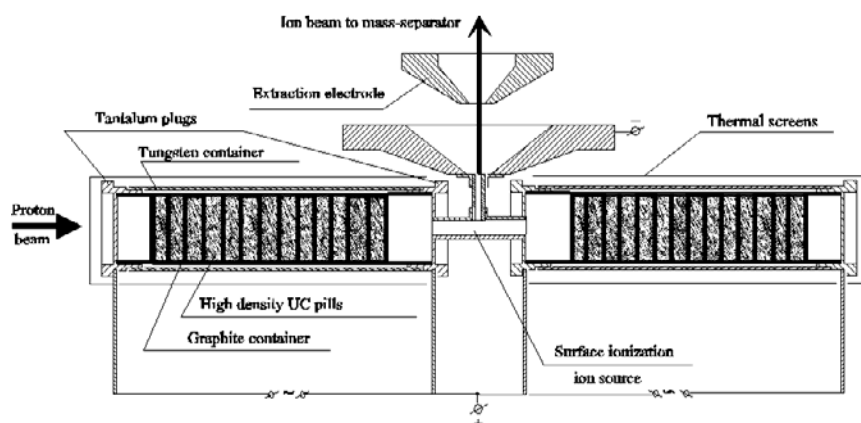
Одновременно с экспериментом по изучению угловых распределений легких заряженных частиц тройного деления на высоко-поточном реакторе ИЛЛ измерялся эффект Т-нечетной асимметрии вылета разделительных нейтронов при делении ^{235}U . При достигнутом уровне точности искомый эффект пока не обнаружен. Однако верхний предел эффекта не противоречит оценкам выходов таких нейтронов, полученным из измерений вероятности эмиссии парных нейтронов (см. выше).

Проект 3.4: Нейтронно-избыточные ядра

Руководитель проекта к.ф.-м.н. В.Н.Пантелеев

Проведен запуск и рабочее испытание 1-ой очереди новой лазерной установки, изготовленной в ООО «Медицинские стерилизационные системы» (Химки, Москва), после чего все оборудование было доставлено в ПИЯФ и размещено в экспериментальном зале установки ИРИС. Использование новой системы лазерного комплекса ИРИС с тремя лазерами накачки на парах меди, с мощностью каждого до 40 Вт, позволит значительно расширить круг исследуемых изотопов и включить в область исследований нейтроноизбыточные ядра вблизи границы нейтронной устойчивости и вблизи дважды магического ядра ^{132}Sn .

В сотрудничестве с лабораториями ГАНИЛ и ОРСЭ (Франция), а также лабораторией Легнаро (Италия) и ТРИУМФ (Канада) на установке ИРИС на пучке синхроциклотрона ПИЯФ были проведены три “on-line” сеанса по исследованию разработанного в ПИЯФ нового прототипа мишенно-ионного устройства из плотного (12 г/см^2) карбида урана с толщиной мишенного вещества 91 г/см^2 . В настоящее время данное мишенное устройство является самым «массивным» из используемых на работающих ISOL установках. На рисунке приведено схематичное изображение разработанного мишенно-ионного устройства.



Результаты проведенных on-line исследований продемонстрировали рост выхода нейтроноизбыточных изотопов Rb и Cs, а также нейтронодефицитных изотопов Fr пропорционально массе используемого на пучке мишенного вещества, что сохраняется и для короткоживущих изотопов с периодами полураспада равными сотням миллисекунд ($^{146-148}\text{Cs}$, $^{86-89}\text{Rb}$), десяткам миллисекунд (^{119}Fr) и нескольким миллисекундам (^{114}Fr , ^{118}Fr).

Полученный результат имеет большое значение, т. к. дает возможность значительно повысить массу мишенного вещества без потери выходов наиболее интересных для исследования удаленных короткоживущих изотопов.

Измеренные “on-line” величины эффективности получения Ga, In, Ag, Sn, Rb, Cs, Fr из разработанных мишенно-ионных устройств составляют $0,5 \div 90\%$ в зависимости от физико-

химических свойств получаемого элемента, его потенциала ионизации и периода полураспада измеряемого изотопа.

Направление 4:

Исследование структуры, динамики и неординарных свойств вещества нейтронными методами.

Проект 4.1.

Исследование сильно коррелированных фермионных систем и спиновой киральности с помощью дифракции нейтронов.

Руководители проекта проф. В.П. Плахтий, к.ф.-м.н. Ю.П. Черненко

Подпроект 4.1.1. Изучение природы модуляции кристаллической структуры CsCuCl_3 с волновым вектором несоразмерной спиновой спирали Дзялошинского.

Этап 2006: Определение атомной структуры ниже температуры Нееля.

Руководитель проекта д.ф.-м.н. В.П. Плахтий

CsCuCl_3 ниже $T_i = 423$ К, относится к одной из энантиоморфных пространственных групп $P6_122$ от $P6_522$, описывающих отдельные домены. На Рис. 1 показана элементарная ячейка для группы $P6_122$. Ионы Cu^{2+} занимают 6-кратное положение с координатами иона 1 ($x, 0, 0$), где $x = 0.0616$ [1], причем сдвиги шести атомов в цепочке вдоль оси z , образуют правовинтовую спираль с периодом равным c . Ниже $T_N = 10.20$ К спины Cu^{2+} ($S = 1/2$) упорядочиваются, образуя треугольную структуру в базисной плоскости, как показано на Рис. 2(a), (b), с вектором киральности $+\mathbf{C}_T$ или $-\mathbf{C}_T$, причем знак не зависит от структурной киральности, связанной со смещениями ионов меди.

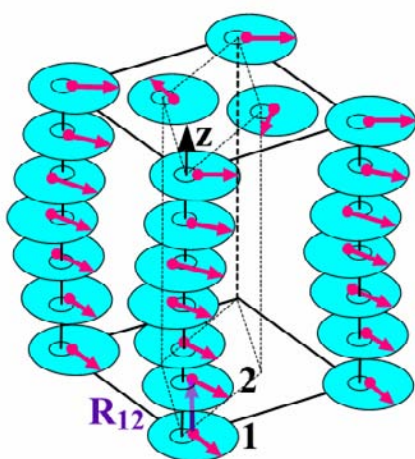


Рис. 1. Структура CsCuCl_3 . $\mathbf{R}_{12}$ – радиус-вектор между соседними ионами меди в цепочке. Красными стрелками показан поворот спинов при трансляции вдоль z .

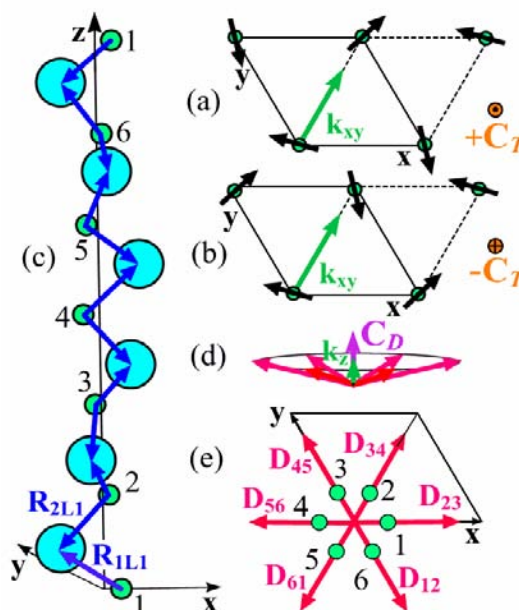


Рис. 2. Треугольное упорядочение спинов в плоскости (001) с киральностью $+\mathbf{C}_T$ (a) и $-\mathbf{C}_T$ (b) и волновым вектором $\mathbf{k}_{xy}$. (c) – Цепочка косвенных обменных связей между ионами меди $n, n+1$ через лиганды хлора, Ln . (d), (e) – Направления шести векторов Дзялошинского $\mathbf{D}_{n, n+1}$, вектора киральности $\mathbf{C}_D$, для несоразмерной спиновой спирали, связанной с взаимодействием Дзялошинского-Мория, и положение шести ионов меди в проекции на плоскость (001).

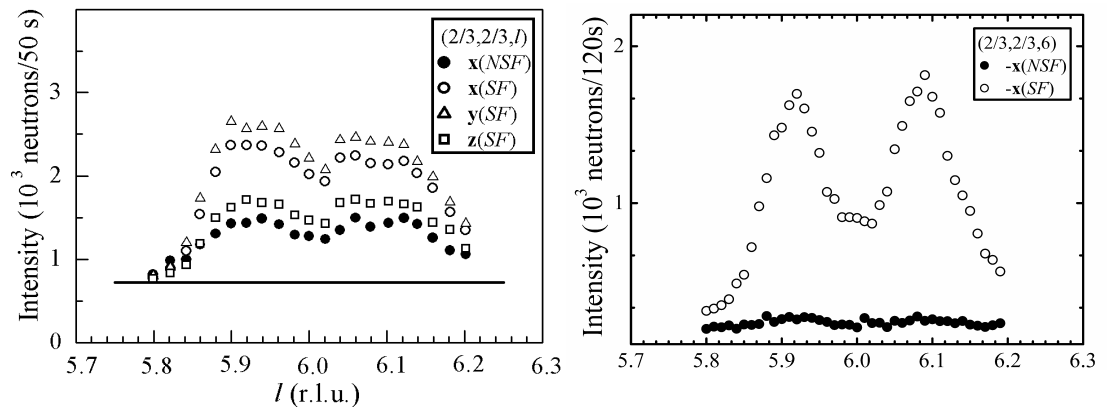


Рис. 3 Q_I – сканы через магнитные спутники 2/3, 2/3, 6⁺ при $T = 1.9$ K: (а) – спектрометр IN20 с горизонтальной фокусировкой, (б) – спектрометр IN22 без фокусировки.

Как было показано в [2], вектор Дзялошинского $\mathbf{D}_{1,2}$ [3] для антисимметричного косвенного обменного взаимодействия $E_D = \mathbf{D}_{1,2}[\mathbf{S}_1 \times \mathbf{S}_2]$ выражается как векторное произведение радиус-векторов $\mathbf{R}_{1,L1}$ и $\mathbf{R}_{2,L1}$, показанных на Рис. 2(с). Таким образом, энергия Дзялошинского

$$E_D = d_{1,2}[\mathbf{R}_{1,L1} \times \mathbf{R}_{2,L1}][\mathbf{S}_1 \times \mathbf{S}_2] \quad (1)$$

зависит от координат ионов меди 1 и 2, так же как и от положения лиганда L_1 . Поэтому можно было ожидать, что магнитное упорядочение может влиять на статическое или динамическое изменение структуры, связанное с членом (1). В первой нашей работе [4], выполненной на трехосном спектрометре (ТАС) IN20, с помощью анализа поляризации были обнаружены ядерные вклады в магнитные спутники, соответствующие длиннопериодной несоразмерной спирали, как показано на Рис. 3(а). Однако систематические измерения различных спутников, в частности при больших переданных импульсах, проведенные на ТАС IN22, ядерные вклады, пропорциональные интенсивности без обращения вектора поляризации при его начальном направлении вдоль вектора рассеяния, не были зарегистрированы. В первой работе, из-за горизонтальной фокусировки, сфера Эвальда имела значительную толщину, что приводило к большой вероятности двукратного рассеяния, которые, в основном, идут без переворота вектора поляризации [5].

В настоящее время выделено 6 дней на ТАС IN14 ИЛЛ для поиска динамических эффектов, связанных с членом (1). Предложение 4-01-641.

- [1] K. Adachi, N. Achiva, and M. Meketa, J. Phys. Soc. Jpn. **49**, 545 (1980).
- [2] A.I. Moskvin and I.G. Bostrem, Sov. Phys. Solid State **19**, 1532 (1977)].
- [3] I.E. Dzyaloshinskii, Sov. Phys. JETP, **19**, 960 (1964).
- [4] V.P. Plakhty, J. Wosnitza, J. Kulda, Th. Brueckel, W. Schweika, D. Visser, S.V. Gavrilov, E.V. Moskvin, R.K. Kremer, M.G. Banks, Phys. B **385–386**, 288 (2006).
- [5] V. Plakhty, Yu. Chernenkov, J. Schweizer, M. Bedrizova, Sov. Phys. JETP **53** (1981) 1291.

ПОДПРОЕКТ 4.1.2. ИЗУЧЕНИЕ СВЯЗИ СЕГНЕТОМАГНИТНОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ С НЕСОРАЗМЕРНОЙ СПИНОВОЙ СПИРАЛЬЮ ДЗЯЛОШИНСКОГО В СОЕДИНЕНИЯХ $M_3V_2O_8$ ($M = Ni, Co, Cu$) СО СТРУКТУРОЙ ЛЕСТНИЦЫ КАГОМЕ.

Руководители проекта д.ф.-м.н. В.П. Плахтий,
к.ф.-м.н. О.П. Смирнов

В последние несколько лет активно исследуются соединения, получившие общее название мультиферроиков, сочетающее, в частности, магнитное и сегнетоэлектрическое упорядочение. Один из таких классов представлен семейством изоморфных соединений $M_3V_2O_8$ ($M = Ni, Co, Cu$). Первые публикации по этим соединениям появились 2 – 3 года назад, однако работа идет такими темпами, что составленный нами в 2005 году план наших

исследований уже оказался устаревшим. В частности, спиновое упорядочение в $\text{Co}_3\text{V}_2\text{O}_8$, планировавшееся нами как результат исследований 2006 года, уже определено и опубликовано в этом году [1]. Кроме того, в теоретической работе [2] было показано, что магнитная структура типа поперечной спиновой волны, наблюдавшейся в $\text{Co}_3\text{V}_2\text{O}_8$, электрическая поляризация запрещена.

В $\text{Ni}_3\text{V}_2\text{O}_8$ было обнаружено несколько магнитоупорядоченных фаз, причем в одной из них показанная на Рис. 1(б) спиральная спиновая структура, период которой несоизмерим с

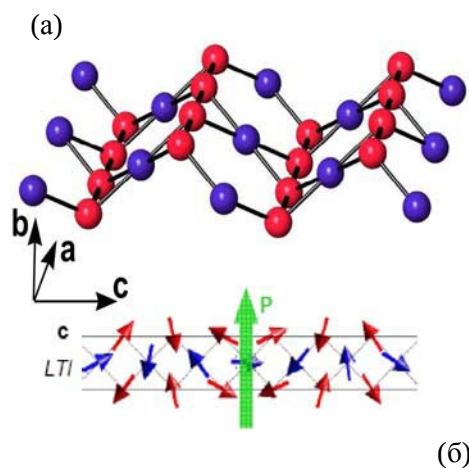


Рис. 1

периодом кристаллической решетки [Рис. 1(а)]. Макроскопические измерения показали наличие в этой фазе спонтанной электрической поляризации вдоль оси b в соответствии с теорией [2]. Целью нашей работы был поиск полярных атомных смещений в сегнетомагнитной фазе по отношению к параэлектрической и сравнение полученной ионной поляризации со спонтанной поляризацией $P_b \approx 100 \text{ } (\mu\text{C}/\text{m}^2)$, - суммой ионной и электронной составляющих.

Эксперимент проводился на 48-счетчиковом дифрактометре, установленном на горизонтальном экспериментальном канале ГЭК-1 реактора ВВР-М ПИЯФ при длинноволны нейтронов $\lambda = 1.384 \text{ } \text{\AA}$.

Поликристаллический образец синтезировался по керамической технологии в группе С.Н. Барило Института твердого тела и полупроводников Национальной Академии Республики Беларусь. Измерения проводились при $T = 4.2 \text{ K}$, вблизи нижнего предела сегнетомагнитной фазы, где $P(T)$ достигает указанного выше максимума и при $T = 7.5 \text{ K}$, где поляризация отсутствует. На Рис. 2. показаны экспериментальные данные и результаты профильного анализа для $T = 4.2 \text{ K}$, а в Таблице I конечные значения координат y и параметров элементарной ячейки b при двух температурах. Именно по этим параметрам можно, в принципе, определить полярные смещения атомов, дающие вклад в ионную поляризацию.

Таблица I.

	$y \text{ (}\text{\AA}\text{)}$		$\Delta y \text{ (}\text{\AA}\text{)}$
$T \text{ (K)} \rightarrow$	4.2	7.5	
Ni1	0	0	0
Ni2	1.478(4)	1.476(4)	0.002(6)
O1	2.814(9)	2.808(9)	0.006(13)
O2	-0.018(9)	-0.010(9)	-0.008(13)
O3	1.363(4)	1.361(4)	0.002(6)

В Табл. I отсутствуют данные для ионов V^{5+} в связи с тем, что ядро ванадия имеет очень малую амплитуду когерентного рассеяния, и положение этих ионов в элементарной ячейке определяются с очень большой ошибкой. Что касается остальных ионов, то их смещения из положений в параэлектрической фазе не превышают $0.01 \text{ } \text{\AA}$. Заметим, что смещения ионов в титанате бария, спонтанная поляризация которого примерно в 2.5 раза больше составляют, по данным [3] $\Delta x(\text{Ti}) \approx 0.06 \text{ } \text{\AA}$, $\Delta x(\text{O1}) \approx -0.06 \text{ } \text{\AA}$, $\Delta x(\text{O2}) \approx -0.07 \text{ } \text{\AA}$, $\Delta x(\text{O3}) \approx -0.017 \text{ } \text{\AA}$. Рассчитанная по смещениям ионов спонтанная поляризация равна $1600 \text{ } \mu\text{C}/\text{m}^2$ в сравнении с экспериментальным значением $\sim 3000 \text{ } \mu\text{C}/\text{m}^2$. (Разница связана с электронной составляющей поляризации.) Таким образом, принимая во внимание, что спонтанная поляризация $\text{Ni}_3\text{V}_2\text{O}_8$ в 16 – 30 раз меньше, полученные значения атомных смещений можно считать разумными. Кроме того, значительный вклад должны вносить смещения ионов V^{5+} , которые следует определить из дифракции рентгеновских лучей.

- [1] Y. Chen, J.W. Lynn, Q. Huang, F. M. Woodward et al. Phys. Rev. B 74, 014430 (2006).
 [2] M. Mostovoy, Phys. Rev. Lett. 96, 067601 (2006).
 [3] G. Shirane, H. Danner, and R. Pepinsky, Phys. Rev. 105, 856 (1957).

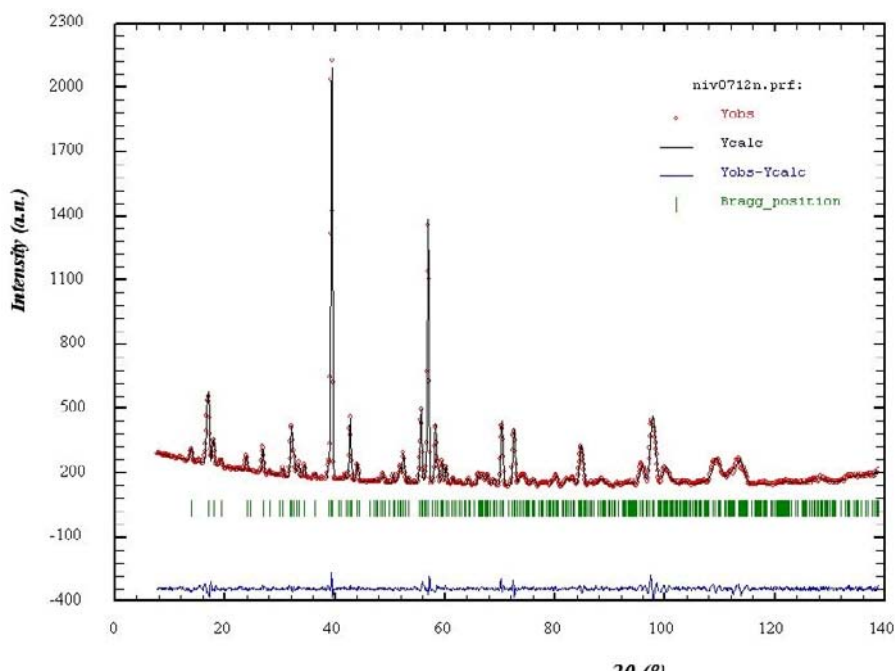


Рис. 2. Нейтронограмма керамического образца $\text{Ni}_3\text{V}_2\text{O}_8$, измеренная при $T = 4.2$ К. Красные точки – экспериментальные значения интенсивности; проведенная через них линия – расчет по методу наименьших квадратов (программа FullProf); зелеными отрезками указаны положения 417 брегговских отражений; в нижней части показана разница между экспериментальными и расчетными значениями интенсивности.

Подпроект 4.1.3. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СПИНОВОЙ ПЛОТНОСТИ В $\text{DyBaCo}_2\text{O}_{5.5}$ МЕТОДОМ ДИФРАКЦИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ НА НЕДВОЙНИКОВАННОМ МОНОКРИСТАЛЛЕ.

Руководители проекта д.ф.-м.н. В.П. Плахтий,
к.ф.-м.н. Ю.П. Черненко

В соединениях $\text{RBaCo}_2\text{O}_{5.5}$ (R – редкая земля или иттрий) все ионы кобальта имеют формальную валентность $3+$ и могут находиться в трех спиновых состояниях, с различной конфигурацией $3d$ электронов, низкоспиновом (LS, $S = 0$, $t_{2g}^6 e_g^0$), промежуточном (IS, $S = 1$, $t_{2g}^5 e_g^1$) и высокоспиновом (HS, $S = 2$, $t_{2g}^4 e_g^2$) с очень близкими энергиями. Ионы кобальта находятся в двух разных кислородных полиэдрах, октаэдрах и пирамидах, в плоскостях ac , чередующихся вдоль оси b . В этой сильно коррелированной фермионной системе появляется возможность связанных фазовых переходов с одновременным изменением кристаллической структуры, спиновой структуры, спинового состояния и орбитального состояния, что проявляется в таких макроскопических свойствах, как гигантское магнетосопротивление. В ПИЯФ проводится систематическое изучение этих соединений методами дифракции нейтронов и рентгеновских лучей. Некоторые эксперименты выполнены в Лаборатории Леона Бриллюэна (Франция) и в Институте Лауэ-Ланжевена (Франция). Монокристаллы выращиваются в Институте физики твердого тела и полупроводников Национальной Академии Наук Республики Беларусь (к.ф.-м.н. С.Н. Барило), а их обработка, устраняющая двойникование производится в Max-Planck-Institut für Festkörperforschung (Stuttgart, Germany) В. Хинковым.

За отчетный период показано, что структурный фазовый переход при $T \approx 322$ К из фазы $Pmmm$ ($a_p \times 2a_p \times 2a_p$) в фазу $Pnma$ ($2a_p \times 2a_p \times 2a_p$), где a_p – параметр ячейки перовскита, совпадает с аномалией температурной зависимости проводимости, что может быть следствием предложенного нами ранее упорядочения орбиталей [1-2] и связанной с ним спиновой блокады [3].

По данным нейтронной дифракции на недвойникованном кристалле определены направления и величины спинов при $T = 248$ К и $T = 220$ К. С помощью дифракции рентгеновских лучей доказано, что, как и предполагалось нами ранее [2], магнитный переход в низкотемпературную фазу сопровождается удвоением кристаллической ячейки, $c \approx 4c_p$ (Рис. 1). Постулированная для соответствующей фазы $TbBaCo_2O_{5.5}$ группа $Pcca$ [2], являющаяся высшей подгруппой $Pnma$ с волновым вектором $\mathbf{k} = \mathbf{c}^*/2$ не удовлетворяет систематике погасаний сверхструктурных рентгеновских отражений при $T = 100$ К. Аргумент подгрупповой связи не может быть использован при переходе I рода, и этот результат является естественным. Остается перебирать все группы с

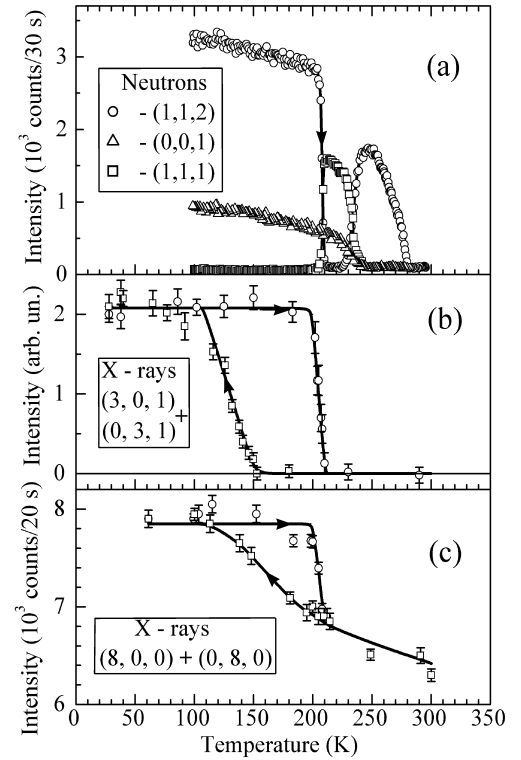


Рис. 1. Температурная зависимость интенсивности Брегговских (нейтронных, магнитных) отражений от недвойникованного кристалла (a) и рентгеновских отражений, сверхструктурного (b) и основного (c) от двойникованного кристалла.

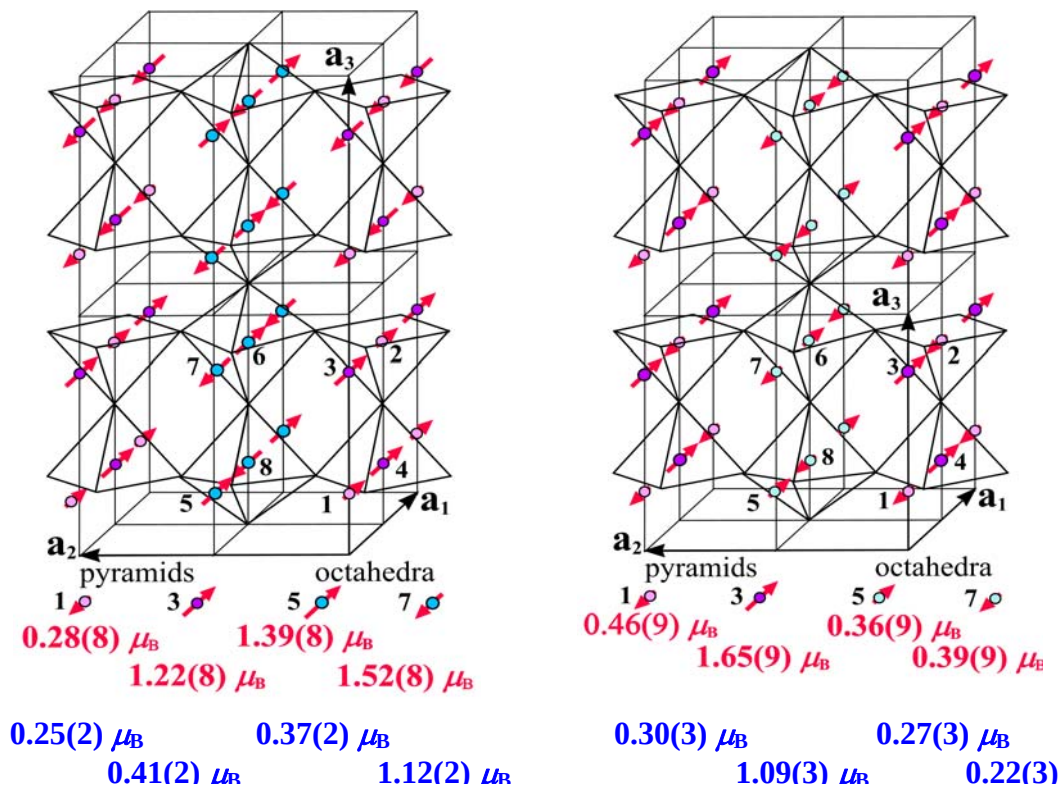


Рис. 2. Направления и величины магнитных моментов в двух магнитоупорядоченных фазах $DyBaCo_2O_{5.5}$, определенные из сравнения экспериментальных магнитных интенсивностей с интенсивностями, рассчитанными для моделей магнитной структуры, построенных из базисных функций неприводимых представлений для пространственной группы $Pnma$ с волновым вектором $\mathbf{k} = 0$ для $T = 220$ К (a) и для $T = 248$ К (б).

подходящим законом погасания для нахождения базисных функций их неприводимых представлений и построения моделей магнитных структур.

На Рис. 3 показана проекция плотности намагниченности “спиновой плотности” вдоль оси **a**. Обращает на себя неожиданно большая величина момента, наведенного на Dy^{3+} , По сравнению с той, которую можно было бы ожидать из магнитных измерений.

Работа докладывалась на Международной конференции по магнетизму MCM2006 (Kyoto, 20 – 24 August 2006, Abstract book, p. 385) и направлена в журнал Phys. Lett. A.

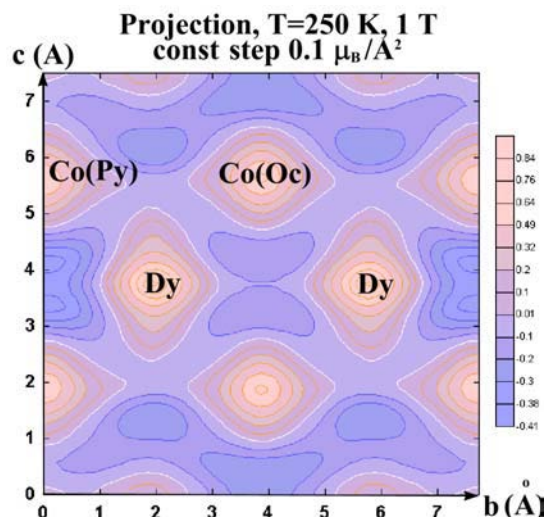


Рис. 3

- [1] Yu.P. Chernenkov, V.P. Plakhty, V.I. Fedorov, et al., Phys. Rev. B 71, 184105 (2005).
- [2] V.P. Plakhty, Yu.P. Chernenkov, S.N. Barilo et al., Phys. Rev. B 71, 214407 (2005).
- [3] A. Mignan, V. Caignaerti, B. Raveau, et al., Phys. Rev. Lett. 93, 026401 (2004).

Подпроект 4.1.3. Исследование орбитального/зарядового упорядочения в недвойникованном монокристалле $Tb_{0.9}Dy_{0.1}BaCo_2O_{5.5}$ методом рентгеновской дифракции.

Руководители проекта д.ф.-м.н. В.П. Плахтий,
к.ф.-м.н. Ю.П. Черненко

Кобальтиты $RBaCo_2O_{5.5}$ (R – редкая земля) интенсивно исследуются в связи с тем, что в них имеет место фазовый переход металл-диэлектрик и наблюдается эффект колоссального магнитосопротивления. Эти явления сопровождаются изменением кристаллической и магнитной структур, спинового состояния ионов Co^{3+} , возникновением орбитального порядка. Механизм этих явлений до сих пор до конца не выяснен. Одна из главных проблем – определение спинового состояния и связанного с ним орбитального упорядочения ионов Co^{3+} . Только с одновременным использованием двух методов, дифракции нейтронов и рентгеновского излучения, можно решить эту проблему. В принципе, достаточно одного нейтрон-дифракционного метода, с помощью которого можно определить и кристаллическую, и магнитную структуры. Но для этого требуются монокристаллы большого объема, которые на сегодняшний день вырастить не удастся. Наибольший успех в выращивании достигнут для монокристаллов $Tb_{0.9}Dy_{0.1}BaCo_2O_{5.5}$, но даже в этом случае их объем не достаточен для обнаружения с помощью нейтронов очень слабых структурных искажений, которые возникают при фазовых переходах, происходящих в $RBaCo_2O_{5.5}$ с понижением температуры. Ранее в рентген-дифракционных исследованиях $GdBaCo_2O_{5.5}$ и $DyBaCo_2O_{5.5}$ мы обнаружили очень слабые сверхструктурные отражения, возникающие при этих фазовых переходах. Их интенсивность на 3 - 4 порядка слабее чем у основных Брэгговских рефлексов. Регистрация столь слабых отражений на нейтронах очень затруднительна при малых объемах монокристалла. Однако без точного знания кристаллической структуры и ее симметрии определение магнитной структуры из данных нейтронной дифракции будет неправильным. Такие данные нами уже получены для недвойникованного монокристалла $Tb_{0.9}Dy_{0.1}BaCo_2O_{5.5}$ и их интерпретация будет проведена на основании результатов рентген-дифракционных исследований этого соединения, о которых и пойдет речь ниже.

Небольшой монокристалл $\text{Tb}_{0.9}\text{Dy}_{0.1}\text{BaCo}_2\text{O}_{5.5}$ ($1.5 \times 1.5 \times 0.5 \text{ мм}^3$) после термообработки с приложенной нагрузкой вдоль его оси **a** был переведен практически в бездвойниковое состояние. Как показал анализ рентгеновских данных, объем второго двойника не превосходил 10 %. Толщина монокристалла 0.5 мм слишком велика для измерений в геометрии на прохождение, поэтому при комнатной температуре были измерены интенсивности 93 независимых Брэгговских рефлексов в геометрии на отражение. 87 из них были использованы для уточнения кристаллической структуры, симметрия которой описывается пространственной группой *Pmma*.

Общепринятой является точка зрения, что симметрия кобальтитов $R\text{BaCo}_2\text{O}_{5.5}$ остается неизменной от температур выше перехода металл-изолятор ($T_{\text{MI}} \sim 320 - 340 \text{ К}$) и до низких температур $\sim 4 \text{ К}$. Ранее для $\text{GdBaCo}_2\text{O}_{5.5}$, $\text{TbBaCo}_2\text{O}_{5.5}$ и $\text{DyBaCo}_2\text{O}_{5.5}$ мы доказали, что при этом переходе симметрия меняется от *Pmmm* в проводящей парафазе к *Pmma* в первой магнитной фазе, которая возникает при температуре, близкой к T_{MI} . Полученные нами для $\text{Tb}_{0.9}\text{Dy}_{0.1}\text{BaCo}_2\text{O}_{5.5}$ данные также подтверждают изменение симметрии при этом переходе. Таким образом переход *Pmmm* $\leftrightarrow$ *Pmma* является типичным для $R\text{BaCo}_2\text{O}_{5.5}$, по крайней мере для кобальтитов с *R* из середины периода редкоземельных элементов. Бездвойникованность монокристалла $\text{Tb}_{0.9}\text{Dy}_{0.1}\text{BaCo}_2\text{O}_{5.5}$ однозначно свидетельствует в пользу именно *Pmma*, а не *Pmaa*, пространственной группы, для которой система погасаний оказывается такой же как и для *Pmma* при исследовании двойникованных монокристаллов. При уточнении структуры $\text{Tb}_{0.9}\text{Dy}_{0.1}\text{BaCo}_2\text{O}_{5.5}$ по данным рентгеновской дифракции были сделаны все необходимые коррекции, на поглощение, поляризацию, Лоренц-фактор. Поправка на экстинкцию оказалась несущественной. Результаты приведены в таблице. Координаты атомов x/a_1 , y/a_2 , z/a_3 , изотропный тепловой фактор *B*, заселенность, Twins – доля основного двойника.

Atom	Position	x/a_1	y/a_2	z/a_3	<i>B</i>	<i>n</i>
Tb(Dy)	4 <i>h</i>	0	0.2730(2)	0.5	0.38(1)	1
Ba	4 <i>g</i>	0	0.2494(2)	0	0.45(1)	1
CoPy1	2 <i>e</i>	0.25	0	0.2522(3)	0.17(1)	1
CoPy2	2 <i>e</i>	0.25	0	0.7388(4)	0.17(1)	1
CoOc1	2 <i>f</i>	0.25	0.5	0.2488(5)	0.17(1)	1
CoOc2	2 <i>f</i>	0.25	0.5	0.7444(6)	0.17(1)	1
O1	2 <i>e</i>	0.25	0	0.0000(6)	0.75(3)	1.00(1)
O7	2 <i>e</i>	0.25	0	0.5	0.75(3)	0.09(2)
O2	2 <i>f</i>	0.25	0.5	-0.0048(6)	0.75(3)	1.00(2)
O3	2 <i>f</i>	0.25	0.5	0.50(1)	0.75(3)	1.00(1)
O4	4 <i>i</i>	0.023(2)	0	0.391(1)	0.75(3)	1
O5	4 <i>j</i>	0.0019(4)	0.5	0.2710(7)	0.75(3)	1
O61	4 <i>k</i>	0.25	0.249(3)	0.289(2)	0.75(3)	1
O62	4 <i>k</i>	0.25	0.294(5)	0.666(2)	0.75(3)	1
Twins						0.91(2)

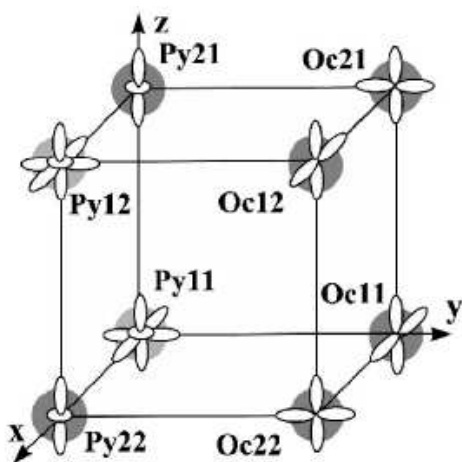


Рис. 1

Из координат атомов определены искажения кислородных полиэдров, внутри которых находятся ионы Co^{3+} . В свою очередь, из анализа искажений кислородных полиэдров сделаны выводы о спиновом состоянии ионов Co^{3+} в кислородных октаэдрах (Oc11 – Oc22) и пирамидах (Py11 – Py22), а также возможном орбитальном упорядочении (Рис. 1), которое оказалось таким же как и в ранее исследованом нами $\text{DyBaCo}_2\text{O}_{5.5}$.

Результаты опубликованы [1].

[1] S.N. Barilo, S.V. Shiryaev, G.L. Bychkov, A.S. Shestak, Z.X. Zhou, V. Hinkov, V.P. Plakhty, Yu.P. Chernenkov, S.V. Gavrilov, M. Baran, R. Szymczak, D. Sheptyakov, and H. Szymczak.

Rev. Adv. Mater. Sci. 12, 33-45 (2006)

Проект 4.2.

Исследование спиновой киральности в интерметаллидах, спиновой структуры многослойной системы, магнитного рассеяния в тяжелофермионных соединениях, диффузных процессов в бериллиевой бронзе, эволюции магнитных текстур в Fe-Co пленках в процессе отжига.

Руководитель проекта проф. А.И.Окороков

4.2.1. Спиновая киральность в образцах YMn_6Sn_6

Интерметаллические материалы типа YMn_6Sn_6 демонстрируют широкий спектр физических свойств, связанных с целым рядом магнитных образующихся структур (от антиферромагнетизма, через гели- и ферри- магнетизма, к ферромагнетизму), из-за конкуренции обменных взаимодействий между различными атомами. Методом малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов исследован несоразмерная магнитная структура в YMn_6Sn_6 в критической области температур вблизи $T_c = 330$ К. Выделены 2 вклада в кривые рассеяния: брэгговский пик, соответствующий несоразмерной длинно - периодической магнитной структуре и малоугловое рассеяние на ферромагнитных доменах или крупномасштабных спиновых флуктуациях. Построена фазовая диаграмма состояний для этой системы. Сделан вывод о том, что система является квазидвумерной, что предопределяет «квазидвумерный» характер перехода.

4.2.2. Спиновая структура MnSi , исследованная методом малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов

. Были продолжены эксперименты на монокристалле MnSi , в котором в результате взаимодействия Дзялошинского-Мория при низких $T < T_c = 28,7$ К реализуется спиральная магнитная структура. Экспериментально показано, что в нулевом поле магнитная структура MnSi состоит из 4-х доменов левовращающихся спиралей, ориентированных вдоль $[111]$ осей. Магнитное поле, приложенное вдоль одной из осей $[111]$ создает единый домен спирали, ориентированный вдоль поля $H_{c1} \approx 80$ мТ при низкой температуре. Магнитная мозаичность спиновой структуры изменяется с магнитным полем и имеет максимум при H_{c1} .

Интегральная интенсивность брэгговского рефлекса показывает резкий минимум при $H \approx 160$ мТ, отражающий нестабильность спиральной структуры. Когда поле имеет компоненту, перпендикулярную волновому вектору спирали $\mathbf{k}$, то вектор $\mathbf{k}$ поворачивается к направлению поля в области $H < H_{in}$. Дополнительно перпендикулярным магнитным полем индуцируется вторая гармоника спиральной структуры при $H < H_{in}$. Эти три явления находятся в хорошем согласии с теоретически найденной щелью в спектре спиновых волн, которая обеспечивает стабильность спин-волнового спектра по отношению к перпендикулярному магнитному полю.

Дальнейшее возрастание поля приводит к магнитному фазовому переходу из конического в ферромагнитное спиновое состояние вблизи $H_{c2} \approx 600$ мТ. Критическое поле H_{c2} связано со спин-волновой жесткостью A в виде $g\mu_B H_{c2} = Ak^2$, где A – спин-волновая жесткость. Наши данные находятся в согласии с соответствующей теорией [PRB, 73 (2006) 1744402] для кубических магнетиков с взаимодействием Дзялошинского-Мория, которое связывает главные параметры спин-волнового спектра (такие, как спин-волновая жесткость и щель) с поведением спиновой структуры MnSi, наблюдаемом в приложенном магнитном поле.

4.2.3. Орбитальная часть амплитуды магнитного рассеяния нейтронов в тяжело-фермионном соединении CeRu_2Si_2 в полях 0-5 Т.

Г.П. Копица, С.В. Григорьев, В.В. Рунов

Завершена обработка данных, проведены анализ и теоретическое обоснование результатов SANPS эксперимента на монокристалле CeRu_2Si_2 выполненного на установке SANS-1 (реактор FRG1, GKSS Research Centre, Geesthacht, Germany), работающей в близкой к точечной геометрии с ^3He позиционно-чувствительным 2D-детектором. В эксперименте использовалась длина волны нейтронов $\lambda = 8.1$ с $\Delta\lambda/\lambda = 10\%$. Диапазон переданных импульсов $5 \cdot 10^{-3} < q < 2.5 \cdot 10^{-1} \text{ \AA}^{-1}$ достигался изменением базы образец-детектор от 0.7 до 9.7 м. Измерения проводились в диапазоне магнитных полей $0 \leq H \leq 2.5$ Тесла при температурах $T \approx 1$ и 290 К.

В ходе эксперимента, во-первых, были подтверждены результаты, полученные ранее в работе [1]. Во-вторых, исследована полевая зависимость наблюдаемого нейтронно-электронного рассеяния. Кроме того, обнаружено, что данное рассеяние зависит от кристаллографической ориентации монокристалла относительно направления как магнитного поля, так и импульса падающих на образец нейтронов.

Полученные результаты были представлены в качестве стендовых докладов на международных конференциях:

1. SAS 2006, Киото, Япония, 9 – 13 июля 2006 года;
2. SNI 2006, Гамбург, Германия, 4 – 6 октября 2006 года.

[1] Г.П. Копица, С.В. Григорьев, В.В. Рунов, С.В. Малеев, В.М. Гарамус, А.Г. Яшенкин, Письма в ЖЭТФ, т.81, с. 688 – 672 (2005).

4.2.4. Пространственно упорядоченные структуры в различного типах мезопористых матриц методом малоуглового рассеяния нейтронов.

В ходе работ исследованы магнитные и структурные свойства системы никелевых нанонитей в матрице оксида алюминия методом малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов (МУРПН). На двух-координатном позиционно-чувствительном детекторе видны 6 пиков высокой интенсивности, характерных для гексагональной упаковки каналов. Наблюдаются также пики второго, третьего и четвертого порядков, показывающие высокую степень

упорядочения. Зависимости интенсивности МУРПН от переданного импульса демонстрируют пик при $q \sim 0.067 \text{ нм}^{-1}$, соответствующий дифракционному максимуму, характерному для матрицы с периодическим распределением каналов по объему ($a_0 \approx 105 \text{ нм}$). Исследования показали, что электроосаждения никеля в поры не приводит к разрушению матрицы и формируются магнитные никелевые нанонити с диаметром равным диаметру канала. Длина магнитной нити зависит от времени осаждения никеля. Изучены температурные и полевые зависимости интенсивности рассеяния поляризованных нейтронов связанные с магнитным и интерференционным сечениями рассеяния.

4.2.5. Создание и испытание оборудования для исследования диффузионных процессов в бериллиевой бронзе в условиях наложения внешних воздействий (совместно с СамГУ).

Создано оборудование, позволяющее закаливать образцы Cu-Be при $T \cong 800 \text{ С}$ и проводить искусственное старение в инертной атмосфере до $T \cong 400 \text{ С}$ с долговременной (в течение нескольких суток) температурной стабильностью 0.1° в магнитном поле до 0.6 Т .

4.2.6. Исследование искусственного старения в бериллиевой бронзе в условиях наложения внешних воздействий (совместно с СамГУ).

Проведена серия экспериментов по искусственному старению Cu-Be сплавов (Бр-Б2). Найдено, что в процессе отжига в диапазоне температур $100 < T < 400 \text{ С}$ в системе Cu-Be идет выделение фазы с характерными размерами порядка сотни ангстрем. Фазообразование зависит от температуры и от времени. Выделившаяся фаза имеет другую структуру (по литературным данным ОЦК). В эксперименте обнаружена корреляция во временных изменениях интегрального сечения рассеяния нейтронов с включением (выключением) магнитного поля, т.е. обнаружено влияние магнитного поля на кинетику фазообразования.

4.2.7. Эволюция магнитных текстур в пленках и массивных образцах Fe-Co в процессе отжига (рефлектометрические данные)

Выполнены рефлектометрические измерения для исходных и отожженных состояний пленок Co-Fe. Установлено, что угловые распределения отраженных нейтронов после отжига пленок и при приложении к ним внешних магнитных полей изменяются аналогичным образом. Полученные на установке "Вектор" (ПИЯФ, реактор ВВР-М) многочисленные экспериментальные данные подтверждают основные положения предложенной модели «необычных» незеркальных отражений и перспективность использования разрабатываемой методики для исследований механизмов наведенной магнитной анизотропии. Результаты работы приведены в препринте ПИЯФ и доложены на XIX Совещании по использованию нейтронов в исследованиях конденсированного состояния; статья направлена в ЖЭТФ.

4.2.8. Обработка результатов исследования спиновой структуры Y/Dy многослойной системы методом малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов.

Обработаны результаты малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов на магнитной спиральной структуре Y/Dy в диапазоне температур от 30 до 190 К . Образец представляет собой многослойную структуру $\text{Y}_{50 \text{ нм}}[\text{Dy}_{4.3 \text{ нм}}/\text{Y}_{2.8 \text{ нм}}]_{350}/\text{Y}_{234 \text{ нм}}/\text{Nb}_{200 \text{ нм}}\text{Al}_2\text{O}_3$ (подложка), выращенную как монокристалл с осью $[001]$ гексагональной решетки

перпендикулярной плоскости слоев. Проведенные эксперименты демонстрирует появление магнитного пика ниже $T_N = 165.4$ К, связанного с геликоидальной фазой, причем длина когерентности геликоида оказывается больше толщины Y/Dy бислоя. Использование поляризованного пучка нейтронов позволяет разделить поляризационно-зависимый и поляризационно-независимый вклады в магнитное рассеяние. Поляризационно-независимая часть магнитного нейтронного сечения пропорциональна квадрату намагниченности $\langle S_z \rangle^2$, в то время как поляризационно-зависимая часть пропорциональна средней киральности системы $\langle C \rangle = \langle [S_1 \times S_2] \rangle$. Установлено появление спонтанной киральности образца на уровне 7-8 % при $T < T_N$, т. е. наличия разности в заселенности право и лево закрученных спиралей при охлаждении системы из парамагнитной в спиральную фазу в нулевом магнитном поле. Термоциклирование в нулевом поле не меняет величины и знака спонтанной киральности системы. Эксперименты с магнитным полем, приложенным в плоскости спирали, показали наличие наведенной полем киральности, которая зависит как от величины приложенного поля, так и от температуры. Величина эффекта достигает 25 % при поле порядка 1 Т. Эксперименты демонстрируют наличие неизвестного типа взаимодействия, подобного взаимодействию Дзялошинского-Мория, оказывающего влияние на направление закручивания спиновой спирали.

Проект 4.3.

Исследование корреляций между структурными особенностями и аномалиями функциональных свойств оксидов и интерметаллоидов редкоземельных элементов различными методами рассеяния нейтронов (исследования тонких взаимодействий нейтронов со сплошными средами). Нейтронографическое исследование кристаллической и магнитной структуры диэлектрических кристаллов.

Проф. В.А. Трунов (ПИЯФ РАН), Проф. Г.А.Петраковский (ИФ СО РАН)

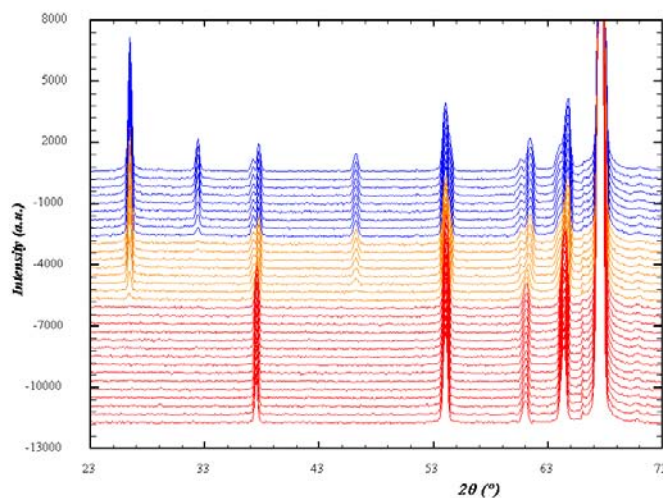
4.3.1. Исследование связи функциональных свойств и структурных особенностей в тройных манганитах типа $Sm_{1-x}(Sr_{1-y}Ca_y)_xMnO_3$.

Исследованы изменения в электронных и магнитных основных состояниях в электронно-допированных манганитах $Sm_{1-x}(Sr_{1-y}Ca_y)_xMnO_3$ серии.

Образцы $Sm_{0.1}Ca_{0.9-x}Sr_xMnO_3$ были приготовлены для концентраций от $x = 0$ до 0.2 с шагом по концентрации 0.02 и от 0.2 до 1 с шагом 0.1. Кривые намагниченности $[M(T)]$ регистрировались на магнетометре с вибрирующим образцом ($T_{max} = 300$ К) и на SQUID магнетометре ($T_{max} = 400$ К) при повышении температуры в поле 1.4 Тл (после охлаждения в нулевом поле). Данные по ас магнитной восприимчивости регистрировались до 350 К с полем возбуждения $h_{ac} = 10$ Ое для частот $f = 10^2, 10^3$ и 10^4 Гц. Исследования по нейтронной порошковой дифракции были выполнены для двух соединений $Sm_{0.1}Ca_{0.6}Sr_{0.3}MnO_3$ и $Sm_{0.1}Ca_{0.3}Sr_{0.6}MnO_3$ во Франции (LLB-Saclay) с использованием G4.1 дифрактометра при изменении температуры от 1.4 до 300 К.

Данные по намагниченности показывают, что ферромагнитная (ФМ) компонента, составляющая около $\sim 1\mu_B/f.u.$ для $Sm_{0.1}Ca_{0.9}MnO_3$, очень чувствительна к замещению кальция стронцием, и полностью подавляется для $Sm_{0.1}Ca_{0.7}Sr_{0.2}MnO_3$.

Нейтронные дифракционные исследования обнаружили различные пространственные группы для $\text{Sm}_{0.1}\text{Ca}_{0.6}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ ($Pnma$) и $\text{Sm}_{0.1}\text{Ca}_{0.3}\text{Sr}_{0.6}\text{MnO}_3$ ($I4/mcm$). Температурная зависимость нейтронограмм демонстрирует два магнитных перехода без структурных переходов у $\text{Sm}_{0.1}\text{Ca}_{0.3}\text{Sr}_{0.6}\text{MnO}_3$. При ≈ 240 К начинают появляться пики, характеризующие С-типа антиферромагнитное (АФМ) состояние и при ≈ 120 К – пики, характеризующие G-типа АФМ состояние. Магнитное упорядочение у $\text{Sm}_{0.1}\text{Ca}_{0.6}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ подобно: с С- и G-типа АФМ, образующимися при ≈ 150 и 70 К, соответственно. Тем не менее, для последнего соединения при 150 К наблюдается структурный переход (из P - $Pnma$ к C -АФМ- $P2_1/m$), ассоциирующийся с магнитным. В обоих случаях нигде по температуре не наблюдается никакого ферромагнетизма.



4.3.2. Исследование процессов стабилизации водорода, внедрённого в композиты на основе медь - цинковых и медь - хромовых оксидов.

По результатам измерений была оценена зависящая от времени автокорреляционная функция водорода, которая описывает вероятность нахождения частицы в определённом объёме импульсного пространства (в нашем случае 10^3 нм^3). Область заметного изменения корреляционной функции связана с характерным временем релаксации водородной подсистемы (в нашем случае ~ 1 пикосекунды). Это позволяет оценить коэффициент диффузии. Коэффициент диффузии $D \sim 10^{-4} \text{ см}^2/\text{сек}$ сохраняется до низких температур. Возрастание количества водорода вблизи дефектов означает, что становятся активными в удержании водорода дефекты с низкой энергией активации. Таким образом, увеличение емкости накопителя водорода, в принципе, можно добиться увеличением концентрации дефектов с высоким значением энергии десорбции. Предварительные исследования на оптимизированных по составу микрообразцах типа $\text{Zn}_{1-x}\text{Cu}_x\text{O}$ показывают, что можно получить накопители с уровнем объёмного водорода ~ 5 весовых %. Весьма плодотворным представляется использование частичного замещения меди хромом.

1. Трунов В.А., Соколов А.Е., Лебедев В.Т., Смирнов О.П., Курбаков А.И., Van den Heuvel J., Batyrev E., Юрьева Т.М., Плясова Л.М., Torok G.
«Обнаружение водород-медной кластеризации в соединении типа $\text{Zn}_{1-x}\text{Cu}_x\text{O}$ методами нейтронного рассеяния»
ФТТ 48 (2006) 1222-1228.

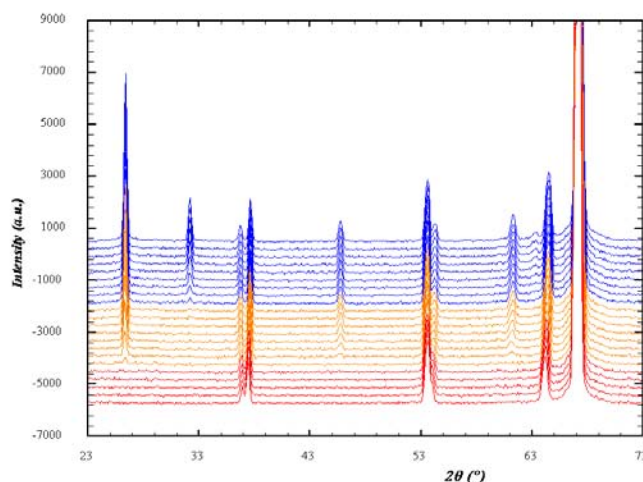
4.3.3. Исследование магнитного и фотомагнитного упорядочения в $\text{Me}_{0.4}\text{Co}_{1.3}[\text{Fe}(\text{CN})_6] \cdot n\text{D}_2\text{O}$, где $\text{Me} = \text{K}, \text{Li}$

Разработана методика синтеза комплексов $\text{Ln}[\text{Fe}(\text{CN})_6]_n \cdot \text{D}_2\text{O}$ в водном растворе. Проведены комплексные исследования соединений типа берлинской лазури $\text{K}_{0.4}\text{Co}_{1.3}[\text{Fe}(\text{CN})_6]$ и $\text{Li}_{0.4}\text{Co}_{1.3}[\text{Fe}(\text{CN})_6]$.

Проведены исследования температурной зависимости спонтанной намагниченности этих образцов с использованием SQUID-магнетометра. В результате магнитных измерений получено, что магнитная восприимчивость, определенная из кривой намагниченности, демонстрирует резкий рост при температурах ниже 15 К, указывающий на начало магнитного упорядочения. Кривая обратной восприимчивости как функция температуры демонстрирует антиферромагнитный характер обмена, но с сильным отклонением от линейности, указывая на сложный характер магнитных явлений в этом соединении. Наличие минимума в произведении восприимчивости, измеренной в поле 1000 Ое, и температуры при температуре выше температуры магнитного упорядочения свидетельствует в пользу ферромагнитной структуры.

Фазовые переходы в соединениях типа берлинской лазури предполагались ранее на основе анализа ряда изоструктурных соединений с 3d металлами и анализа спектров комбинационного рассеяния, однако дифракционные исследования структурной эволюции отсутствовали.

Нами дифракционными методами установлена последовательность фазовых переходов в исследуемых соединениях. Переходы связаны с последовательными поворотами комплекса Co(CN)_6 относительно (010) и (001) направлений исходной кубической решетки. В результате проведенной работы были экспериментально получены микроскопические картины структурных и магнитного переходов в системах родственных берлинской лазури. Была показана адекватность и высокая эффективность нейтронных методов применительно к исследованию нового класса прозрачных магнетиков на основе берлинской лазури.



Проект 4.4.

Исследование функциональных материалов и методика специального облучения образцов

Руководители проекта д.ф.-м.н. Р.Ф. Коноплева, чл.-корр. РАН Б.Н. Гощицкий

4.4.1. Исследование процессов восстановления электросопротивления в никелиде титана с эффектом памяти формы, при облучении различными флюенсами нейтронов, и анализ полученных экспериментальных данных для определения энергии активации и кинетики отжига радиационных дефектов в сплаве TiNi.

Руководитель проекта дфмн Коноплева Р.Ф.

Выполнены измерения электросопротивления облученных образцов в процессе изохронного отжига. Установлено, что отжиг происходит по двухстадийной кинетике. Низкотемпературная стадия наблюдается в области температур 380 - 480 К с максимумом скорости отжига при 430 К. Высокотемпературная стадия начинается при 550 К и при предельно достижимой в эксперименте температуре 610 К еще не заканчивается. Сделано заключение, что первая стадия связана с восстановлением степени дальнего порядка,

поскольку в указанном интервале температур восстанавливаются и критические температуры мартенситных переходов в сплаве TiNi. Определение природы второй стадии отжига электросопротивления требует дополнительных исследований, сопряженных с изменением экспериментальной методики для высокотемпературных измерений. По-видимому, при высоких температурах происходит распад комплексов радиационных дефектов, что и вызывает уменьшение электросопротивления без изменения температур фазовых превращений. Выполнено исследование изотермического отжига электросопротивления сплава. Показано, что отжиг удовлетворительно описывается кинетическим уравнением второго порядка с энергией активации 0,65 эВ, которая соответствует энергии миграции одиночных вакансий в сплаве. Таким образом, восстановление электросопротивления происходит путем упорядочения сплава TiNi, а массоперенос обеспечивается термостимулированным перемещением вакансий радиационного происхождения.

4.4.2. Проведение численных расчетов эволюции температур мартенситных превращений в сплаве TiNi при нейтронном облучении и отжиге и сопоставление результатов с экспериментальными данными.

Руководитель проекта дфмн Коноплева Р.Ф.

Выполнен анализ экспериментальных данных, полученных при облучении сплава TiNi в низкотемпературной гелиевой петле в интервале температур от 120 К до 450 К и при отжиге облученных образцов. Установлено, что основными факторами, влияющими на скорость изменения температур мартенситных переходов, являются разупорядочение твердого раствора TiNi при низкотемпературном нейтронном облучении, радиационное упорядочение в процессе высокотемпературного облучения и термостимулированный отжиг радиационных повреждений. В соответствии с этим определен вид дифференциального уравнения для скорости изменения критических температур фазовых переходов в TiNi, правая часть которого содержит три члена, описывающих кинетику перечисленных выше процессов.

$$dT_{tr}/dt = a(T_{tr}^{\infty} - T_{tr}) \cdot I + b(T_{tr}^0 - T_{tr})^2 \exp(-U_1/kT) + c \cdot I \cdot (1 - T_{tr}) \exp(-U_2/kT),$$

где T-температура, T_{tr} – температура превращения, t-время, Φ -флюенс нейтронов, I-плотность потока нейтронов, U_1 -энергия активации отжига радиационных дефектов, U_2 -энергия активации радиационного упорядочения, T_{tr}^{∞} - температура превращения при $\Phi \rightarrow \infty$, T_{tr}^0 - температура превращения при $\Phi \rightarrow 0$, a, b, и c – константы. Форма каждого из этих членов определена из экспериментальных данных.

Выполнены предварительные расчеты изменения температур превращений в сплаве TiNi, которые показали удовлетворительное согласие с экспериментом при простых режимах радиационного и температурного воздействия (облучение при постоянной температуре, изотермический нагрев облученного сплава и т.п.).

Проект 4.5.

Определение надатомной структуры и микроскопических механизмов разрушения металлов (аустенитные стали, алюминиевые сплавы).

Руководители проекта проф. А.И. Огороков, к.ф.-м.н. В.Т. Лебедев

Исследование анизотропии дефектов, образующихся при пластической деформации металла до разрушения методом малоуглового рассеяния нейтронов.

Существующие представления о процессах разрушения металлов на микроуровне основываются в основном на данных электронной микроскопии для поверхностей и тонких слоев материала. Для разработки надежных критериев прочности металлов необходимы исследования явлений зарождения и эволюции нанодфектов в объеме материала [1]. Целью экспериментов было изучение развития дефектов и эволюции их геометрии в зависимости от относительного удлинения $S = 0-60\%$, начиная от малых деформаций и до разрыва образца. Образцы представляли собой цилиндры (диаметр 3 мм) из аустенитной нержавеющей стали X18H10T, которая обычно служит конструкционным материалом для энергетических ядерных установок типа ВВР. Образцы, подвергнутые пластической деформации при 20°C , исследованы на малоугловом дифрактометре V12A высокого разрешения (Берлин, Хан-Майтнер институт) в диапазоне переданных импульсов $q = 10^{-3}-10^{-1} \text{ nm}^{-1}$.

Об изменениях надатомной структуры образцов в результате пластического деформирования можно судить из Рис.1, где приведены кривые рассеяния при двух ориентациях импульса относительно оси растяжения образцов ($\mathbf{q} \parallel \mathbf{S}$, $\mathbf{q} \perp \mathbf{S}$). Обнаружено, что во всех опытах интенсивность рассеяния $I(q)$ подчиняется закону $I(q) = I_0 / [(1 + qR_c)^2]^{D/2}$, где параметр $I_0 = I(q \rightarrow 0)$ пропорционален объемной доле дефектов и объему отдельного дефекта, имеющего корреляционный радиус R_c (Рис.2). Показатель D характеризует геометрию дефектов. В исходном и слабо деформированных образцах показатель принимает значения $2 < D < 3$, наблюдаемые при рассеянии нейтронов на низкоразмерных объектах, типа скоплений дислокаций. Наблюдаемые объекты типа дислокаций имеют большой корреляционный радиус $R_c \sim 10^3 \text{ nm}$, сопоставимый с размером кристаллических блоков в металле. Деформация ведет к уменьшению радиуса объектов и увеличению показателя в законе рассеяния (Рис.2), что свидетельствует о генерации плотной сетки дислокаций. При деформациях выше $S^* \sim 45\%$ сетка дислокаций становится настолько плотной, что в ней образуются нанопустоты. На радикальное изменение геометрии рассеивающих дефектов указывает рост показателя $D > 3$, который при высоких деформациях $S \sim 50-60\%$ приближается к предельным значениям $D \rightarrow 4$. В этом случае закон рассеяния Порода показывает формирование гладких границ дефектов радиусом $R_c \sim 40-50 \text{ nm}$.

Таким образом, разрушению металла при пластической деформации предшествует формирование гладких границ нанопор. Геометрия пор меняется по мере деформирования. На его начальных стадиях, $S < 25\%$, преобладают дефекты с поперечным размером больше продольного. При

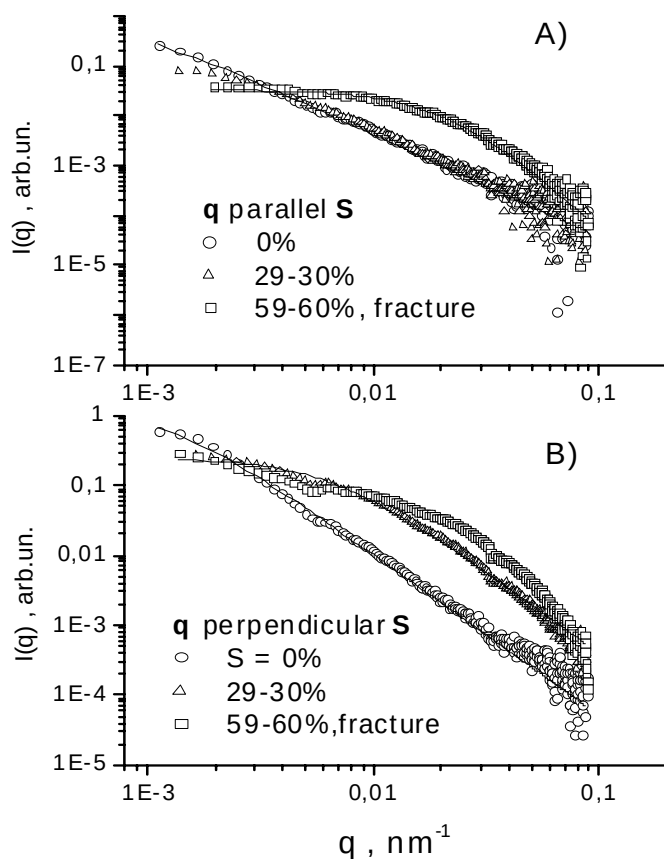


Рис.1. Интенсивность рассеяния нейтронов в образцах для векторов рассеяния вдоль и поперек оси деформирования, $\mathbf{q} \parallel \mathbf{S}$ (A), $\mathbf{q} \perp \mathbf{S}$ (B), в зависимости от степени деформации S .

высоких деформациях, $S > 25\%$, наблюдается обратное соотношение размеров. Дефекты с гладкими границами представляют собой несферические поры, которые вытянуты вдоль оси деформации.

Результаты доложены на международной конференции:

Rogante M., Cesari F.G., Lebedev V.T. Defectoscopy and perspectives related to metallic materials adoptable in hydrogen storage pressure tanks production. // Proceedings of ICHMS'2005, NATO Science Series (2006), pp. 135-144.

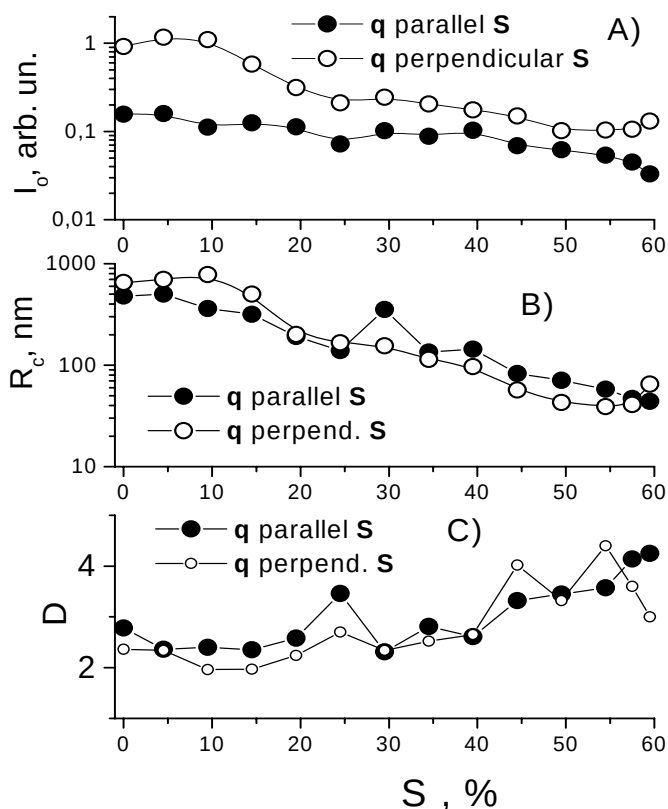


Рис.2. Параметры функции рассеяния в зависимости от деформации образцов.

1. V.T.Lebedev, Gy.Torok et.al., J.Appl.Cryst. 36 (2003) 629-631.

Проект 4.6.

Исследования надмолекулярной структуры композиционных полимерных материалов и сегнетокерамик нового поколения.

ФИАН к.ф.-м.н. С.П. Кузнецов

4.6.1. Исследование надмолекулярной структуры сополимера Э/ЭН и сополимера марки «Топаз» немецкой фирмы «Текона».

В 2006 году были продолжены исследования НМС образцов полученных сополимеризацией этилена с замещенным норборненом – 5-этилиден-2-норборненом (ЭН). Для сравнения был также исследован образец сополимера этилена с незамещенным норборненом марки «Топаз» немецкой фирмы «Текона». Было измерено пропускание света в оптическом и ближнем ультрафиолетовом диапазонах. Целью этих работ является разработка эффективного метода получения оптически прозрачного материала на основе

полиолефинов обладающего высокой температурой стеклования и в тоже время легко, как все полиолефины, поддающегося термопереработке.

Рассеяние очень холодных нейтронов было использовано /1/ для контроля за изменениями наноструктуры сополимеров этилена (Э) и этилиденнорборнена (ЭН) в зависимости от концентрации ЭН. Суть метода состоит в выделении зависимости сечения рассеяния на НМС $\Sigma_{\text{SMS}}(k)$ или $\Sigma_{\text{SMS}}(v)$ из зависимости полного сечения взаимодействия $\Sigma_t(k)$ и анализе этой зависимости в Борновском приближении. В этом приближении $\Sigma_{\text{SMS}}(k)$ можно выразить через корреляционную функцию рассеивающей структуры /2/. Для двухфазной структуры удобными корреляторами являются Корреляторы Гаусса и Пуассона. В этом случае:

$$\Sigma_{\text{SMS}}(k) = AK(0)lk^{-2} \left[\frac{1}{1 + (kl \sin \theta_0)^2} - \frac{1}{1 + (kl)^2} \right] \text{ для Пуассоновской системы и}$$

$$\Sigma_{\text{SMS}}(k) = AK(0)lk^{-2} \sqrt{\pi} [\exp(k^2 l^2 \sin \theta) - \exp(k^2 l^2)] \text{ для Гауссовской.}$$

Сравнение с экспериментальными зависимостями, измеренными на времяпролетном спектрометре ОХН, позволяют определить характерные размеры (l) НМС и объемную долю нанорассеивателей.

Добавки циклического мономера были использованы для модификации надмолекулярной структуры и макро-свойств сополимера. Ранее было показано //, что рост концентрации ЭН (С) приводит к разрушению обычной аморфно-кристаллической структуры полиэтилена и изменению термодинамических свойств сополимеров. При мольных концентрациях $C \geq 0,35$ моль рассеяние ОХН на кристаллитах не наблюдалось. При более низких концентрациях наблюдалось уменьшение средних размеров кристаллитов с ростом С. На рисунке 1 представлены зависимости сечений рассеяния ОХН на образцах Э/ЭН с замещенным норборненом и образца «Топаз».

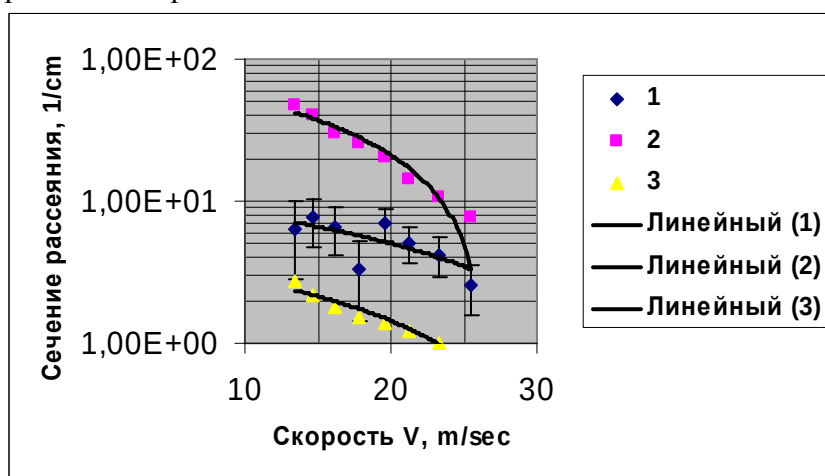


Рис1. Сечения рассеяния ОХН на образцах Э/ЭН с разной концентрацией ЭН (1-0,0016 моль/г, 2- 0,0055моль/г) и для образца «Топаз» (3), —

Из рис.1 Видно, что рассеяние ОХН уменьшается с ростом концентрации ЭН. Отметим, на ряде образцов сополимера Э/ЭН исследованных ранее /3,5/ рассеяние ОХН вообще не наблюдалось.

На рисунках 2,3 показаны кривые пропускания света в зависимости от длины волны для образцов Э/ЭН с разной концентрацией ЭН и для образца «Топаз».

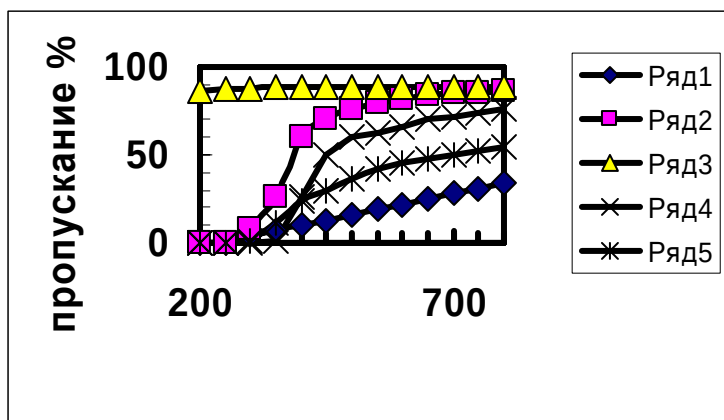


Рис.2. Зависимость пропускания излучения (%) от длины волны λ (нм) для образцов Э/ЭН с разной концентрацией ЭН: 1 - 0%, 2 – 50%, 3 - пропускание подложки, 4 – 20%, 5 – 5,3%

Из рис.2 видно, что с ростом концентрации ЭН растет пропускание света и при мольной концентрации больше 20% формируется область прозрачности в видимом и ближнем ультрафиолетовом диапазонах.

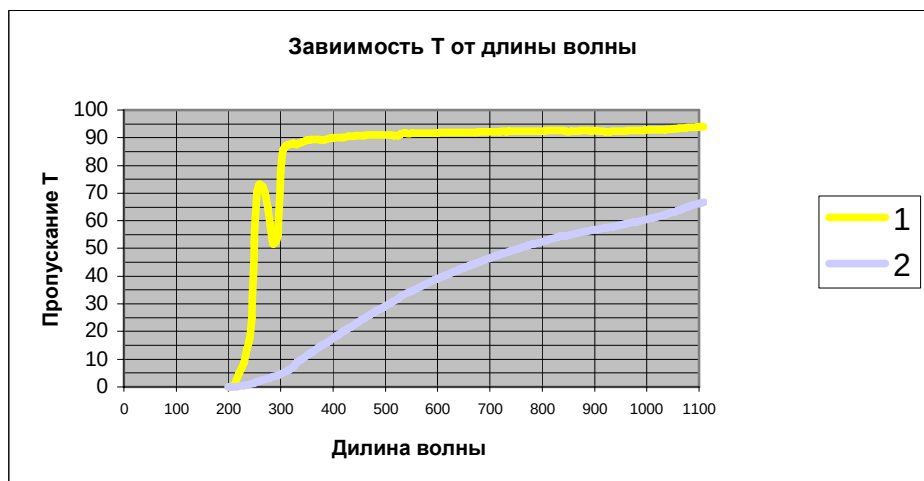


Рис.3 Зависимость пропускания излучения Т(%) от длины волны (нм) для образцов «Топаз» (1) и чистого полиэтилена (2).

На рисунке 3 представлены (для сравнения) зависимости пропускания света для образцов «Топаз» и чистого полиэтилена. Измерения проводились без подложки. Видно, что оптические свойства сополимера Э/ЭН с мольной концентрацией ЭН 50% (рис.2) сравнимы с оптическими свойствами «Топаза», хотя область пропускания у последнего несколько шире.

4.6.2. Исследования прессованного бериллия методом отражения ОХН.

Измерениями зависимостей коэффициента отражения ОХН от прессованного бериллия нами начата отработка методики исследования наноструктуры композиционного материала Ве/ВеН (Ве/ВеD). Как показано ранее /4/ измерение отражения ОХН в диапазоне 4,0 – 100 нм позволяет наблюдать как отражение от поверхности образца, так и рассеяние ОХН на надмолекулярной структуре. Для тонких образцов ($\Sigma_{SMS} \cdot d \ll 1$) измерения по отражению могут быть более эффективны.

Прямых исследований процессов зародышеобразования и роста нанокристаллов в гидриде бериллия нигде в мире не проводилось. Эти измерения необходимы для создания теоретической модели появления зародышей и роста нанокристаллов бериллия при дегидрировании гидрида бериллия. Необычной задачей, которая поставлена в этом проекте, является разработка технологии изготовления пленок из нанокристаллического бериллия в матрице из гидрида бериллия, эквивалентные по толщине 0,5 мкм металлического бериллия, при соотношении объемов металла и гидрида от 1:5 до 1:1. Это позволит пропускать 60-80% рентгеновского излучения с энергией 70-100 эВ (т.е. с длиной волны 12-15 нм), ослабляя на 3-4 порядка оптическое излучение. Исследование рассеяния ОХН на порах в прессованном бериллии необходимо для точного выделения рассеяния на наноструктуре в образцах Be/BeH (Be/BeD). Ранее нами было исследовано пропускание ОХН аналогичным образцом прессованного бериллия /1/ с концентрацией пор 10^{14}см^{-3} .

Сравнение данных полученных по пропусканию и отражению ОХН одним и тем же образцом бериллия будет способствовать уточнению и развитию методики определения параметров НМС. На рис.4 представлена зависимость коэффициента отражения от длины волны. Измерения проводились при угле отражения 60° . Схема измерений представлена на рис.5.

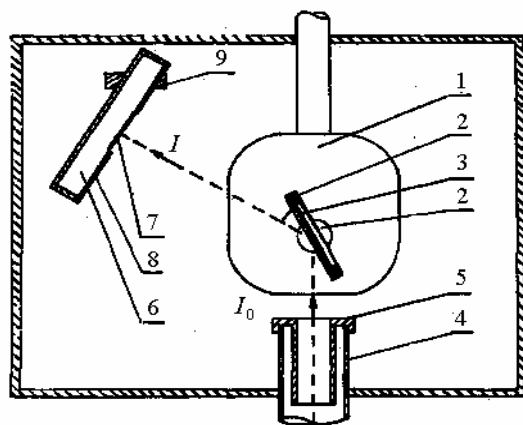


Рис.5 Схема экспериментов по отражению ОХН: 1- камера-криостат, 2 –держатель образца, 3- образец, 4- нейтроновод, 5- кадмиевая диафрагма, 6- детектор ОХН, 7- входное окно детектора, 8- кадмиевая защита детектора, 9- держатель детектора.

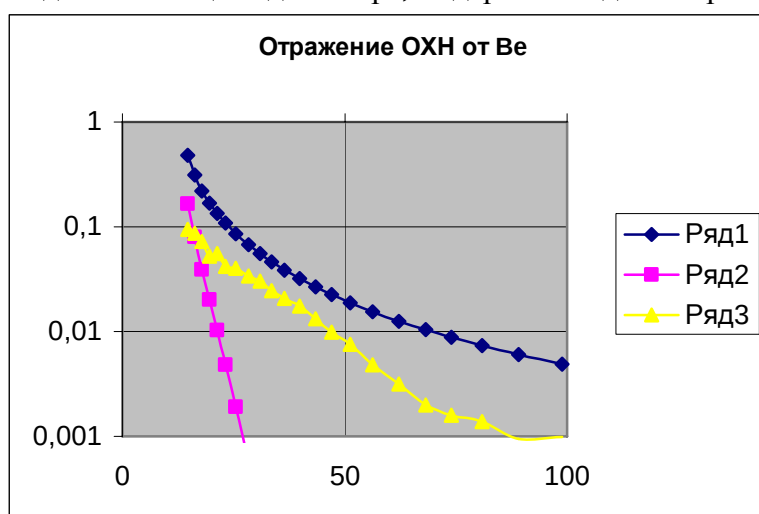


Рис.4 Зависимость (от скорости ОХН, м/с) коэффициента отражения ($R(v)=N/N_0$) ОХН от образца прессованного бериллия . 1 – $R(v)$ от идеальной поверхности бериллия (Френель); 2 – эксперимент; 3 - $R(v)$ с учетом шероховатостей глубиной $\sigma = 5,0$ нм.

Как видно из рис.4, интенсивность нейтронов попавших в детектор складывается из нейтронов отразившихся от шероховатой поверхности образца и нейтронов рассеявшихся на НМС в направлении окна детектора. В первом приближении доля рассеянных нейтронов попавших в детектор может быть оценена как $N_0 \cdot \Sigma_{\text{SMS}}(d/\sin\theta) \cdot \Delta\Omega$, где N_0 - число нейтронов на образце, $\Delta\Omega$ - телесный угол, под которым виден детектор, d - толщина образца, θ - угол отражения (60°). Таким образом, из зависимости $R-R_{\text{Fr}}$ от длины волны можно выделить зависимость $\Sigma_{\text{SMS}}(\lambda)$ и определить параметры НМС с помощью ранее разработанных методик. Отметим совпадение глубины шероховатостей с размером пор определенным ранее /1/ методом пропускания.

4.6.3. Увеличение эффективности работы спектрометра ОХН

В 2006 году был выполнен ряд научно-технических работ направленных на увеличение эффективности функционирования спектрометра ОХН. В частности, была разработана и введена в эксплуатацию система автоматической подачи азота в адсорбционные насосы вакуумной системы спектрометра и проведены измерения спектра ОХН при вакууме в нейтроновом 10^{-2} - 10^{-3} мм.рт.ст..

Показано (рис. 6), что интенсивность пучка ОХН практически не меняется при ухудшении вакуума от 10^{-5} до 10^{-3} мм.рт.ст.. Таким образом, длительность сеанса измерений может быть значительно увеличена.

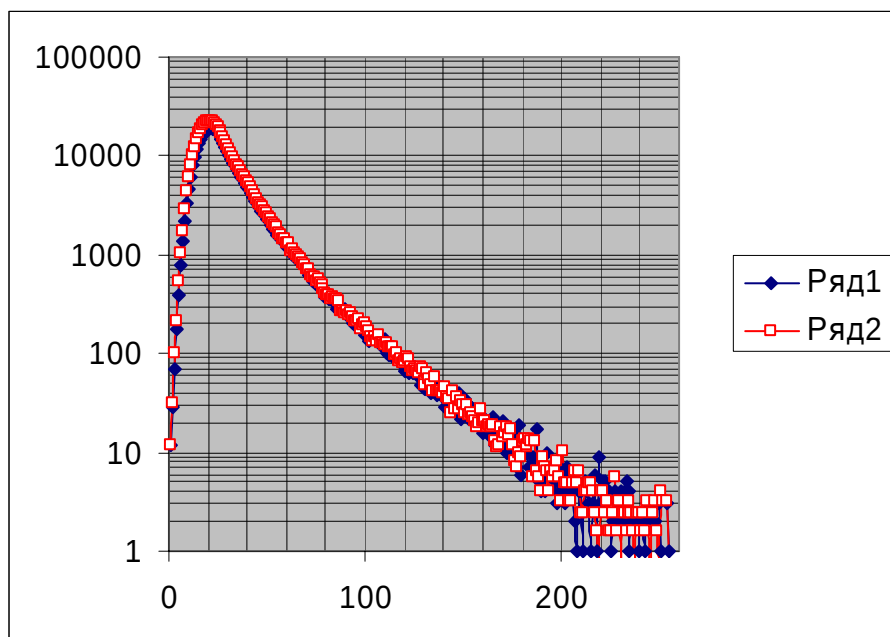


Рис.6. Зависимость интенсивности пучка ОХН (относительные единицы) от номера временного канала (1-256).

В сентябре 2006 года были также проведены профилактические работы на по замене индиевых уплотнений на стыковочных фланцах нейтроновода и по дефектоскопии корпуса нейтроновода находящегося (30 лет) в баке реактора ИРТ Атомного центра МИФИ.

Проект 4.7.

Изучение структуры и динамики молекулярных и надмолекулярных биологических комплексов методами рассеяния нейтронов

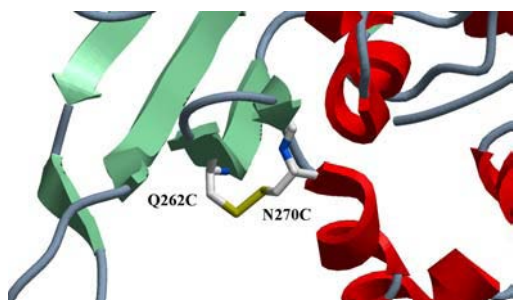
Руководитель проекта к.ф.-м.н. В.В. Исаев-Иванов

Аннотация. Впервые, на основе структурных данных, полученных в экспериментах по малоугловому рассеянию нейтронов (МРН) на ядрах клеток лейкоцитов крыс показано, что РНК в клетке с высокой транскрипционной активностью вносит свой вклад в структуру хроматина ядра. РНК влияет на организацию хроматина, как на уровне структуры нуклеосома, существенным образом меняя функцию распределения по расстояниям между нуклеосомами, так и в более высоких порядках упаковки хроматина, меняя ее фрактальную размерность.

4.7.1. Разработка метода изменения функциональной подвижности структурных доменов RecA белка из *Escherichia coli* путем направленного мутагенеза по созданию искусственных дисульфидных мостиков и анализа экспериментальных кривых малоуглового рассеяния нейтронов. Этап 2006г.

На этом этапе была исследована роль конформационной подвижности С-концевого домена белка RecA в приобретении им биологических активностей, необходимых для гомологической рекомбинации *in vivo* и *in vitro*.

- 1) Для определения границ динамических доменов, осей скручивания и участков полипептидной цепи, обеспечивающих движение доменов, был использован известный из литературы подход, реализованный в программе DynDom.
- 2) Моделирование поворотов С-концевого домена вокруг выявленной оси вращения было выполнено с помощью пакета программ ICM. Показана возможность трех альтернативных конформаций этого домена белка RecA.



- 3) Проведен поиск всех возможных парных аминокислотных замен в структуре RecA, способных создать искусственные дисульфидные мостики с помощью программы Disulfide by Design. Было показано, что аминокислотные замены Q262C и N270C могут приводить к

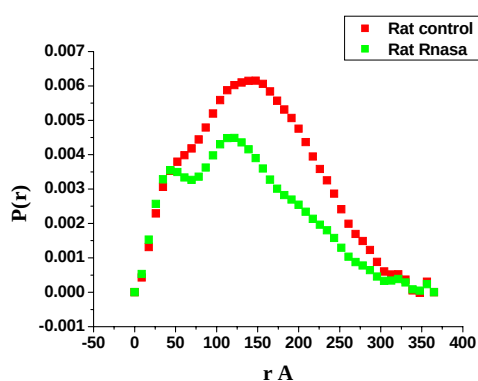
образованию искусственного дисульфидного мостика, фиксирующего конформацию С-концевого домена белка RecA. (см рисунок)

- 4) На основании проведенного теоретического исследования и конструирования аминокислотных замен в последовательности гена *recA* был проведен сайтнаправленный мутагенез выбранной пары аминокислот.
- 5) Для определения эффективности рекомбинации мутантного белка RecA *in vivo* был измерен выход рекомбинантов после конъюгации донора дикого типа с реципиентом, несущим мутантный белок. Для проверки интенсивности рекомбинации было проведено измерение частоты рекомбинационных обменов на единицу длины ДНК. Было показано, что аминокислотные замены Q262C и N270C существенно влияют на рекомбинационные свойства белка *in vivo* и приводят к увеличению его рекомбинационной активности примерно в 3 раза.
- 6) Биохимические измерения функциональных характеристик белка RecA *in vitro* были проведены с помощью экспериментальных систем, широко используемых в нашей лаборатории для исследования гомологической рекомбинации у бактерий. Полученные данные показали что: а) с 90% вероятностью сконструированная нами искусственная дисульфидная связь действительно образуется *in vitro*; б) аминокислотные замены Q262C и N270C уменьшают скорость гидролиза АТФ примерно в 9 раз; в) при расщеплении S-S-связи скорость гидролиза не восстанавливается до значения дикого типа, оставаясь примерно в 2.5 раза меньше, чем скорость гидролиза АТФ с сформированным дисульфидным мостиком.

- 7) На установке ЮМО (ОИЯИ, Дубна) были проведены измерения кривых малоуглового рассеяния нейтронов, с целью определения параметров филаментной структуры (шаг спирали и диаметр филамента). В настоящее время ведется обработка полученных результатов.

4.7.2. Исследование фрактальных характеристик упаковки белковой и нуклеиновой компонент хроматина в интерфазных ядрах клеток эукариот различающихся размерами клеточного ядра, транскрипционной активностью ядер, степенью стабильности и перестроенности генома методом малоуглового рассеяния нейтронов. Этап 2006г.

В течение 2006г. продолжались работы по обработке экспериментальных результатов сравнительных измерений кривых МРН ядер эритроцитов курицы и ядер лейкоцитов крыс в диапазоне переданных векторов $7.5 \cdot 10^{-4} \div 0.12 \text{ \AA}^{-1}$, полученных на установке D11 (Гренобль, Франция). Кривые МРН ядер были измерены в растворах содержащих 99%, 65% и 40% D_2O . При этом тот и другой тип ядер были приготовлены как из клеток находящихся в нативном состоянии, так и из клеток обработанных энтеркалятором ДНК (EtBr), облученных γ – радиацией в летальной дозе и обработанных РНК-зой.



Полученные в результате обработки экспериментальных кривых МРН данные можно свести к следующим основным результатам:

- Кривые МРН для обоих типов ядер можно условно разбить на два участка – участок кривой рассеяния ($0.017 < Q < 0.15 \text{ \AA}^{-1}$) характерный для нуклеосомной структуры хроматина ядер и участок кривой ($Q < 0.017$) МРН характерный для фрактальных структур.
- Участок фрактального режима кривой МРН для обоих типов ядер имеет точку кроссовера $Q \sim 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$ (300-400нм), которая определяет масштаб структур, на которых масс фрактальная структура

переходит в структуру поверхностного фрактала.

- Обработка обоих типов клеток EtBr и облучение гамма радиацией дает только количественные различия в поведении кривых МРН для разных ядер (изменение D, сдвиг положения точки кроссовера).

- Обработка клеток РНК-зой качественно меняет вид кривой рассеяния для ядер лимфоцитов крыс, как в области нуклеосомной структуры хроматина, так и в более высоких порядках упаковки (в области фрактального режима кривой рассеяния). На приведенном рисунке приведена функция распределения по расстояниям, полученная из кривой МРН в диапазоне $0.017 < Q < 0.15 \text{ \AA}^{-1}$ с помощью программы “Gnom”. Из приведенного рисунка видно, что удаление РНК из ядра приводит к изменению расстояния между нуклеосомами в структуре хроматина ядра.

Кроме приведенных результатов, в течение этапа 2006г проводилась отработка методов препаративного выделения и пилотных измерений кривых МРН на ядрах сперматозоидов крупного рогатого скота, как ядрах клеток обладающих принципиально иной укладкой хроматина.

Публикации:

Статьи:

1. Michael Petukhov, Dmitry Lebedev, Valery Shalguev, Akhmed Islamov, Aleksandr Kuklin, Vladislav Lanzov, Vladimir Isaev-Ivanov Conformational flexibility of RecA protein filament: transitions between compressed and stretched states. Protein: Structure, Function, and Bioinformatics, 2006, **65**, 296-304.

2. Д.В. Лебедев, М. Манкенбуш, В.И. Шалгуев, В.А. Ланцов, В.В. Исаев-Иванов Динамические характеристики филаментных структур RECA белка из *ESCHERICHIA COLI* и *PSEUDOMONAS AERUGINOSA* по данным нейтронного спин-эхо. Биофизика (в печати 2007).

3. Д.В. Лебедев, М.В. Филатов, А.И. Куклин, А.Х. Исламов, И. Стеллбринк, Р.А. Пантина, Б.П. Топерверг, В.В. Исаев-Иванов. Структура хроматина ядер эритроцитов курицы по данным малоуглового рассеяния нейтронов: фрактальная природа высших порядков упаковки хроматина. Кристаллография (в печати 2007).

4. Rychkov, G. and M. Petukhov, *Joint Neighbors Approximation of Macromolecular Solvent Accessible Surface*. J Comput Chem, 2006. **in press**.

Проект 4.8.

Исследование динамики решетки смешанных соединений и нанокомпозитных материалов методом рассеяния нейтронов.

Руководители проекта д.ф.-м.н. С.Б. Вахрушев, профессор А.И. Окроков, к.ф.-м.н. С.В. Григорьев, к.ф.-м.н. И.В. Голосовский

1. Уточнение структуры бессвинцовых пьезоматериалов с гигантским коэффициентом электромеханической связи в пара- и сегнетофазах определение температурной зависимости параметра порядка. Проведены измерения порошковых нейтронограмм соединений $[(K_{0.5}Na_{0.5})_{1-x}Li_x] \cdot (Nb_{1-y}Ta_y)O_3$. с $(x, y) = (0.06, 0); (0.04, 0.1); (0.03, 0.2)$. Среди экологически безвредных соединений, не содержащих свинца, эти материалы обладают рекордным значением коэффициента электромеханической связи. Измерения проводились на импульсном источнике нейтронов в Лос-Аламосской Национальной лаборатории (США). Дифрактограммы были измерены при передачах волнового вектора до $12 \text{ \AA}^{-1}$, что позволяет использовать полученные результаты как для стандартного полнопрофильного анализа структуры, так и для расчета функции парного распределения. В настоящее время проводится обработка результатов.

2. Выяснение природы полярных нанообластей в PMN в суперпараэлектрической фазе.

Основное внимание в рамках этого этапа нами было уделено исследованию природы нанообластей в релаксорах. Известно, что при охлаждении ниже так называемой температуры Бёрнса в релаксорах возникает фаза, которая по аналогии с суперпарамагнитной называется суперпараэлектрической и в которой существуют мезоскопические полярные области. Для решения задачи использовалась комбинация методов рассеяния нейтронов и синхротронного излучения. Измерения проводились в ИЛЛ на спектрометре IN20 (в том числе с использованием спин-эхо моды), на трехосном

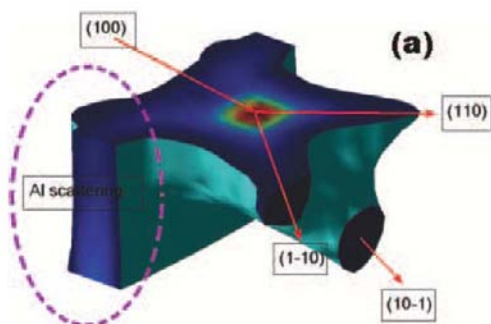


Рис. 1 Трехмерное распределение интенсивности диффузного рассеяния в окрестности узла (300).

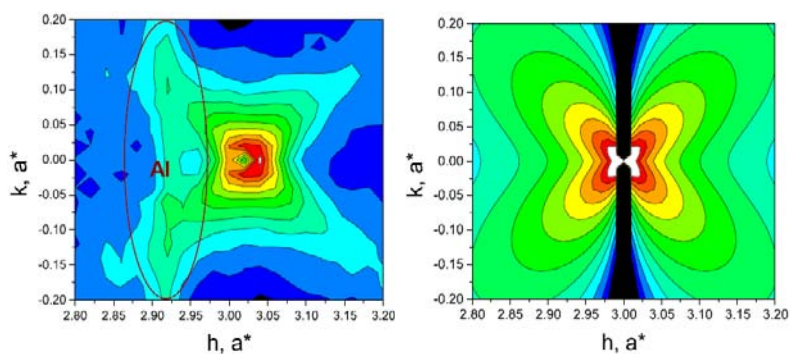


Рис. 2 Экспериментальное и расчетное распределения интенсивности диффузного рассеяния вблизи узла (300)

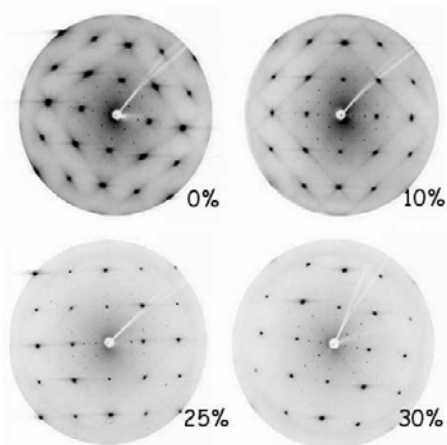


Рис. 3 Диффузное рассеяние в твердых растворах PMN/PbTiO₃ с различной концентрацией PbTiO₃. Анизотропное рассеяние четко видно для составов с $x = 0, 0.1$ и пропадает при $x = 0.25$ и 0.3 , где отсутствует химический порядок (горизонтальные штрихи - аппаратный артефакт)

спектрометре JRR-3M (Токай, Япония) и синхротронном источнике ESRF. Использование нейтронных спектрометров позволило установить, что исследуемое рассеяние является квазиупругим с внутренней шириной менее $1 \mu\text{eV}$. Синхротронное излучение применялось для повышения импульсного разрешения. Нами было исследовано трехмерное распределение интенсивности диффузного рассеяния в модельном релаксоре магнониобате свинца ($\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{1/3}\text{O}_3$ – PMN) в окрестности брэгговских пиков разной симметрии. Пример полученных данных приведен на Рис. 1. Распределение имеет восьмилепестковый вид с лепестками в направлениях типа $[110]$. При этом рассеяние в направлении перпендикулярном вектору обратной решетки подавлено. Нами был проведен анализ полученных экспериментальных данных для различных статических и динамических моделей. Наиболее адекватное согласие было получено для модели предполагающей возникновение в кристалле закрепленных областей тетрагональной симметрии порождающих искажения окружающего кристалла на длинах

порядка корреляционной длины сегнетофлуктуаций. Двумерные сечения экспериментально измеренного и рассчитанного в таких предположениях распределений интенсивности диффузного рассеяния приведены на Рис. 2. Было сделано предположение, что эти области возникают в областях кристалла, где существует химическое упорядочение ионов Mg и Nb. Для подтверждения этой гипотезы были проведены измерения диффузного рентгеновского рассеяния в твердых растворах PMN-PbTiO₃, в которых химическое упорядочение подавлено. Действительно, оказалось, что анизотропное диффузное рассеяние в этих соединениях отсутствует (Рис 3).

4. Исследование температурной эволюции структуры твердых растворов $(x)\text{KNO}_2-(1-x)\text{NaNO}_2$, в условиях ограниченной геометрии

Исследована температурная эволюция структуры твердых растворов $\text{K}_{1-x}\text{Na}_x\text{NO}_2$ при $x = 0.05$ и 0.1 , внедренных в 7 нм пористое стекло. Все измерения были проведены на порошковом нейтронном дифрактометре Института Хана-Майтнера (Берлин, Германия). Применение нейтронной (а не рентгеновской) дифракции в этом случае было очень существенным, так как позволяло получать порошкограмму от всего объема образца а не только от приповерхностных слоев. Другим преимуществом нейтронной дифракции для решения конкретной задачи изучения фазового перехода в нитрите натрия является комбинация длин рассеяние, приводящая к существованию отражений погасающих в парафазе и пропорциональных квадрату параметра порядка в сегнетофазе. Показано, что структура обоих соединений соответствует орторомбической структуре наноструктурированного нитрита натрия на основе этих же пористых стекол, существенного понижения температуры ФП (по сравнению с нанокомпозитным NaNO_2) не обнаружено. Получены температурные зависимости параметра порядка для обеих концентраций, для композита с $x = 0.05$ эта зависимость близка к наблюдаемой для образцов с чистым нитритом натрия, но интенсивность брэгговских пиков чувствительных к параметру порядка существенно меньше. Интенсивность пиков, независимых от параметра порядка, практически одинакова для составов с $x = 0$ и 0.05 .

Для нанокompозита с $x = 0.1$ температурная зависимость параметра порядка явно отличается от образцов с $x = 0$ и 0.05 , но интенсивности пиков, зависящих от параметра порядка, примерно в 2 раза превышают интенсивности этих же пиков для состава $x=0.5$ и сравнимы с наблюдаемыми при $x = 0$. При этом соотношение интенсивностей пиков, независимых от параметра порядка, при малых НКЛ существенно отличается от полученных для образцов с $x = 0$. В настоящее время ведется дальнейшая обработка результатов. Результаты представлены на конференции 4th Conference International Dielectric Society and 9th International Conference Dielectric and Related Phenomena IDS&DRP 2006 Poznan, Poland 3-7 September 2006

Проект 4.9

Теоретическое изучение проблем, возникающих при исследовании конденсированных сред методом нейтронного рассеяния и возможностей постановки новых экспериментов.

Руководитель проекта проф. С.В. Малеев

1. Работа [1] содержит микроскопическую теорию спиновых волн и реакции спиральной структуры на внешнее магнитное поле кубических магнетиков без центра инверсии. Полученные в ней результаты явились основой для экспериментального изучения поведения спиральной структуры MnSi в магнитном поле, проведенного в [2,3].
2. В работе [2] методом малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов изучалось поведение магнитной структуры и критических флуктуаций в MnSi около точки фазового перехода с $T_c=29\text{K}$. Особое внимание было обращено на повороты оси спирали в магнитном поле. В частности удалось показать, что обсуждавшаяся «спиновая нестабильность в поле» является в действительности поворотом оси спирали.
3. Результаты аналогичных исследований при низких температурах изложены в [3]. Основным результатом является определение спин-волновой щели $\Delta=0.1\text{T}$. Эта щель определяет однородную магнитную восприимчивость в слабых полях, перпендикулярных оси спирали и появление второй гармоники во вращении спинов, также изученной в этой работе.
4. В работе [4] показано, что в упорядоченных магнетиках магнитное поле нарушающее симметрию магнитной структуры (наклонное поле в антиферромагнетиках, поле перпендикулярное оси спирали в спиральных структурах) приводит к Бозе-конденсации магнонов с импульсами равными нулю и волновому вектору структуры. В результате возникает квантовый вклад в восприимчивость, искажение структуры и квантовые переходы в ней. Теория иллюстрируется результатами экспериментов в Pr_2CuO_4 и MnSi.
5. В работе [5] рассматриваются общие свойства кирального рассеяния поляризованных нейтронов в магнетиках, приводится краткий обзор основных экспериментальных результатов и обсуждаются возможности новых экспериментов.
6. В работе [6] получены выражения для спектра спиновых волн в первом порядке по $1/S$ в ферромагнетиках при учете магнитного дипольного взаимодействия. Самым важным результатом является обнаружение щели в спектре, которая отсутствует в нулевом порядке по $1/S$ (в спин-волновом приближении). Обнаружение этой щели, в частности, позволило снять обнаруженную ранее проблему инфракрасной расходимости продольной динамической магнитной восприимчивости.
7. В работе [7] получены выражения для восприимчивости примесного спина $S \geq 1/2$, симметрично связанного с двумя соседними спинами двумерного антиферромагнетика. Показано, что динамическая восприимчивость имеет $2S$ лоренцевских пика и

нерезонансный вклад. Обнаружено, что в результате взаимодействия с такими дефектами возникает аномально сильное затухание спиновых волн.

Список статей по результатам выполнения проекта:

1. S. V. Maleyev, "Cubic magnets with Dzyaloshinskii-Moriya interaction at low temperature", Phys. Rev. B **73**, 174402-1 – 174402-15 (2006)
2. S.V.Grigoriev, S.V.Maleyev, A.I.Okorokov, Yu.O.Chetverikov, H.Eckerslebe, "Field – induced reorientation of the spin helix near T_c ", Phys. Rev. B **73**, 224440-1 – 224440-9 (2006)
3. S.V.Grigoriev, S.V.Maleyev, A.I.Okorokov, Yu.O.Chetverikov, P.Boeni, R.Georgii, D.Lamago, H.Eckerlebe, K.Pranzas, "The magnetic structure of MnSi under applied field probed by polarized SANS", Phys. Rev. B **74**, in print (2006)
4. S.V. Maleyev, V.P. Plakhty, S.V. Grigoriev, A.I. Okorokov and A.V. Syromyatnikov, "Magnon Bose condensation in symmetry breaking magnetic field", J.Phys.: Condens. Matter, in print.
5. S.V.Maleyev, "Chiral scattering in complex magnets", Physica B, in print.
6. A. V. Syromyatnikov, "Renormalization of the spin-wave spectrum in three-dimensional ferromagnets with dipolar interaction", Phys. Rev. B **74**, 014435-1 – 014435-9 (2006)
7. A. V. Syromyatnikov and S. V. Maleyev, "Frustrated impurity spins in ordered two-dimensional quantum antiferromagnets", Phys. Rev. B **74**, 184433-1 – 184433-14 (2006)

Проект 4.10

Получение нанокластеров и нанокомпозитов. Изучение их морфологии и структуры нейтронными методами. Исследование процессов, сопровождающих захват нейтрона в этих системах.

К.х.н.Ю.С. Грушко, д.ф.-м.н. В.А. Трунов, к.ф.-м.н. В.Т. Лебедев

Этап 2006г.

Продолжение исследований процесса Сциларда-Чалмерса в мелаллофуллеренах. Синтез металлофуллеренов диспрозия, гадолиния и тулия. Определение величины удерживания атомов металла при захвате нейтрона в этих кластерах. Исследование зависимости постзахватных превращений в кластерах от спектра мгновенных гамма квантов, энергии отдачи и химической природы радиоактивного атома.

Проведено исследование процесса имплантации ядра ^{160}Tb за счет отдачи при испускании мгновенных гамма-квантов после захвата нейтрона ядром ^{159}Tb . В качестве системы снаряд-мишень использовалась тесная смесь окиси тербия и кристаллического фуллерена C_{60} . Время облучения, поток и спектр нейтронов выбирались из расчета аморфизации не более 10% фуллерена быстрыми нейтронами. Показано, что в этой системе наблюдается аномально низкий выход продуктов имплантации (менее 1 процента). На основании ранее проведенных нами исследований удерживания ядра ^{160}Tb при активации $^{159}\text{Tb}@C_{2n}$ было сделано предположение о том, что потенциально 4-х валентные редкоземельные атомы способны легко проникать через оболочку фуллерена. Полученные результаты изучения имплантации в C_{60} не согласуются с этим предположением. Требуется дальнейшее изучение процесса с другими системами снаряд-мишень для объяснения полученных результатов. Проведены синтезы $\text{Gd}@C_{2n}$, $\text{Dy}@C_{2n}$, $\text{Tm}@C_{2n}$ и

Eu@C_{2n}, разделение и очистка этих металлофуллеренов. Проведено облучение нейтронами Tm@C_{2n} и Eu@C_{2n} с целью дальнейшего изучения влияния на выходы реакции Сциларда-Чалмерса изотопических (^{151,153}Eu) особенностей ядра-снаряда и изомерной структуры фуллерена (изомеры Tm@C₈₂).

Проект 4.11

Нейтроннографическое исследование кристаллической и магнитной структуры диэлектрических кристаллов.

Руководитель проекта проф. Г.А.Петраковский

4.11.1. Одновременное антиферромагнитное упорядочение ионов Fe³⁺ и Nd³⁺ в NdFe₃(¹¹BO₃)₄.

Измерениями магнитной восприимчивости, теплоемкости, рентгеновского и нейтронного рассеяния на поликристаллических и монокристаллических образцах NdFe₃(¹¹BO₃)₄ (кристаллическая симметрия R32) обнаружено установление дальнего магнитного порядка ионов железа и ниобия в интервале температур от T_N= 30.5(5) К до 1.6 К. Установлено, что до температуры 19 К вектор распространения равен $\mathbf{k}_{\text{hex}} = [0, 0, 3/2]$. При дальнейшем понижении температуры магнитная структура становится несоразмерной. В соответствии с симметричным анализом и нейтроннографическими данными установлено, что магнитные моменты образуют спиральную структуру с магнитными моментами, лежащими в гексагональной плоскости кристалла. При T=1.6 К магнитный момент ионов Fe²⁺ равен 4.9 μ_B , что близко к значению свободного иона. Магнитный момент ионов Nd³⁺ насыщается в основном благодаря эффектам кристаллического поля до величины 2.7 μ_B .

4.11.2. Магнитное упорядочение в кристалле Ba₂Fe₂GeO₇.

Исследованы температурная зависимость намагниченности и спектры упругого рассеяния нейтронов поликристаллов ферригерманата бария Ba₂Fe₂GeO₇. Обнаружена зависимость намагниченности от магнитной предыстории образца ниже T = 8К. Спектры нейтронного рассеяния не обнаружили дальнего магнитного порядка вплоть до температур 2К. Отсутствие магнитных пиков на спектрах нейтронного рассеяния и зависимость намагниченности образца от его магнитной предыстории характерны для состояния спинового стекла. Однако, как правило, такое состояние реализуется в аморфных магнетиках и металлических сплавах. Необходимыми условиями для существования спинового стекла является наличие фрустрированных обменных взаимодействий и их случайное распределение в кристаллической решетке. Ранее нами было установлено, что температура Кюри-Вейсса θ для Ba₂Fe₂GeO₇ отрицательна, следовательно, в соединении преобладают антиферромагнитные обменные взаимодействия. В предположении, что θ определяется обменным взаимодействием J ближайших z=4 соседей из соотношения $\theta = -zJS(S+1)/3k_B$ величина обменного взаимодействия ближайших соседей ионов Fe³⁺ J= - 0.6 К. Кроме того, установлено, что вследствие хаотического распределения Fe³⁺ и Ge⁴⁺ по кристаллографическим позициям эти взаимодействия случайным образом распределены по решетке кристалла. Подобная ситуация наблюдалась ранее в кристалле CuGa₂O₄. Таким образом, на основании полученных экспериментальных данных установлено, что в кристалле Ba₂Fe₂GeO₇ при температурах ниже 8К реализуется состояние спинового стекла.

4.11.3. Магнитное состояние и спиновая динамика в кристалле Cu₃B₂O₆.

Выполнены эксперименты по упругому и неупругому рассеянию нейтронов в кристалле Cu₃B₂O₆. спектры нейтронного рассеяния не установили дальнего магнитного порядка вплоть до температуры 1.5 К. Обнаруженная ранее аномалия магнитной теплоемкости при T=9 К свидетельствует о переходе кристалла при этой температуре в спин-синглетное

состояние. Энергетическая щель между триплетным и синглетным состояниями, определенная по данным неупругого рассеяния нейтронов составляет 3.4 meV, в соответствии с данными по исследованию магнитной теплоемкости.

Список опубликованных работ по теме:

1. P. Fisher, V. Pomjkushin, D. Sheptyakov, L. Keller, M. Janoschek, B. Roessli, J. Schefer, G. Petrakovskii et al. Spontaneous antiferromagnetic Fe^{3+} and Nd^{3+} ordering in $\text{NdFe}_3(\text{}^{11}\text{BO}_3)_4$. J. Phys.: Condens. Matter. **18** (2006) 7975-7989.
2. Г. А. Петраковский, Л. Безматерных, И. Гудим, О. Баюков, А. Воротынов, А.Ф. Бовина, Р. Шимчак, М. Баран, К. Риттер. Состояние спинового стекла в кристалле ферригерманата бария $\text{Ba}_2\text{Fe}_2\text{GeO}_7$. ФТТ, 2006, т.48, вып. 10, стр. 1795–1797.
3. G. Petrakovskii. Magnetism of two-dimensional systems. Joint Swiss-Russian Workshop on Quantum Magnetism and Polarized Neutrons. Book of abstracts, Paul Scherrer Institute , 5232 Villigen PSI Switzerland, March 1-4, 2006.

НАПРАВЛЕНИЕ 5:

Современные высокоинтенсивные источники нейтронов. Модернизация, разработка и создание приборной базы.

Проект 5.1.

Создание приборного оснащения высокопоточного реактора ПИК.

Руководитель проекта чл.-корр. РАН В.А. Назаренко

Универсальный источник поляризованных холодных и ультрахолодных нейтронов на реакторе ПИК

Руководитель проекта: проф. А.П.Серебров

В рамках подготовки к созданию источников холодных и ультрахолодных нейтронов на реакторе ПИК разработан концептуальный проект источника холодных и ультрахолодных нейтронов на основе сверхтекучего гелия при температуре 1.2 К. Источник может быть опробован на реакторе ВВР-М.

На рис.1 представлен общий план проекта, который включает в себя источник холодных и ультрахолодных нейтронов, комплекс экспериментальных установок в главном зале реактора и комплекс экспериментальных установок в нейтроноводном зале.

Источник ультрахолодных нейтронов будет располагаться в тепловой колонне реактора ВВР-М ПИЯФ. С целью снижения тепловыделения от реактора ниша тепловой колонны должна быть экранирована защитой из свинца толщиной 5-10 см. Внутри защиты располагается термализатор из графита при температуре 15-20 К и, наконец, внутри находится собственно источник ультрахолодных нейтронов - сверхтекучий гелий объемом 35 литров при температуре 1.2 К. Предполагается получить плотность ультрахолодных нейтронов 10^3 - 10^4 п/см³, используя поток нейтронов от реактора $(3-5) \cdot 10^{12}$ п/(с·см²). Такой источник будет в 10^2 - 10^3 раз превышать интенсивность существующих источников ультрахолодных нейтронов и будет использован для решения фундаментальных задач физики элементарных частиц, а также прикладных задач для исследования наноструктур.

Метод получения ультрахолодных нейтронов, используя сверхтекучий гелий, является очень перспективным. Он основан на эффекте накопления ультрахолодных нейтронов в сверхтекучем гелии из-за особенностей этой квантовой жидкости. В настоящее время проведен ряд успешных экспериментов в Японии и Франции на пучках холодных нейтронов. Принцип получения УХН на сверхтекучем гелии подтвержден экспериментально, стоит вопрос о практическом использовании этого эффекта и инженерном решении этой задачи. Основная инженерная задача состоит в создании источника ультрахолодных нейтронов при температуре 1.2 К в экстремальных условиях радиационного излучения. На реакторе ВВР-М имеется уникальная возможность создания условий низкого тепловыделения при достаточно высоком нейтронном потоке (10^{12} п/(с·см²)). Эта задача может быть реализована в нише так называемой тепловой колонны, которая представляет собой канал большого диаметра (1 метр), примыкающий к активной зоне реактора. Большой диаметр канала позволит разместить защиту из свинца для снижения уровня тепловыделения, замедлитель из графита при температуре 15-20 К для получения холодных нейтронов и, наконец, конвертер холодных нейтронов в ультрахолодные нейтроны из сверхтекучего гелия при температуре 1.2 К. Схема размещения элементов источника показана на рис.2.

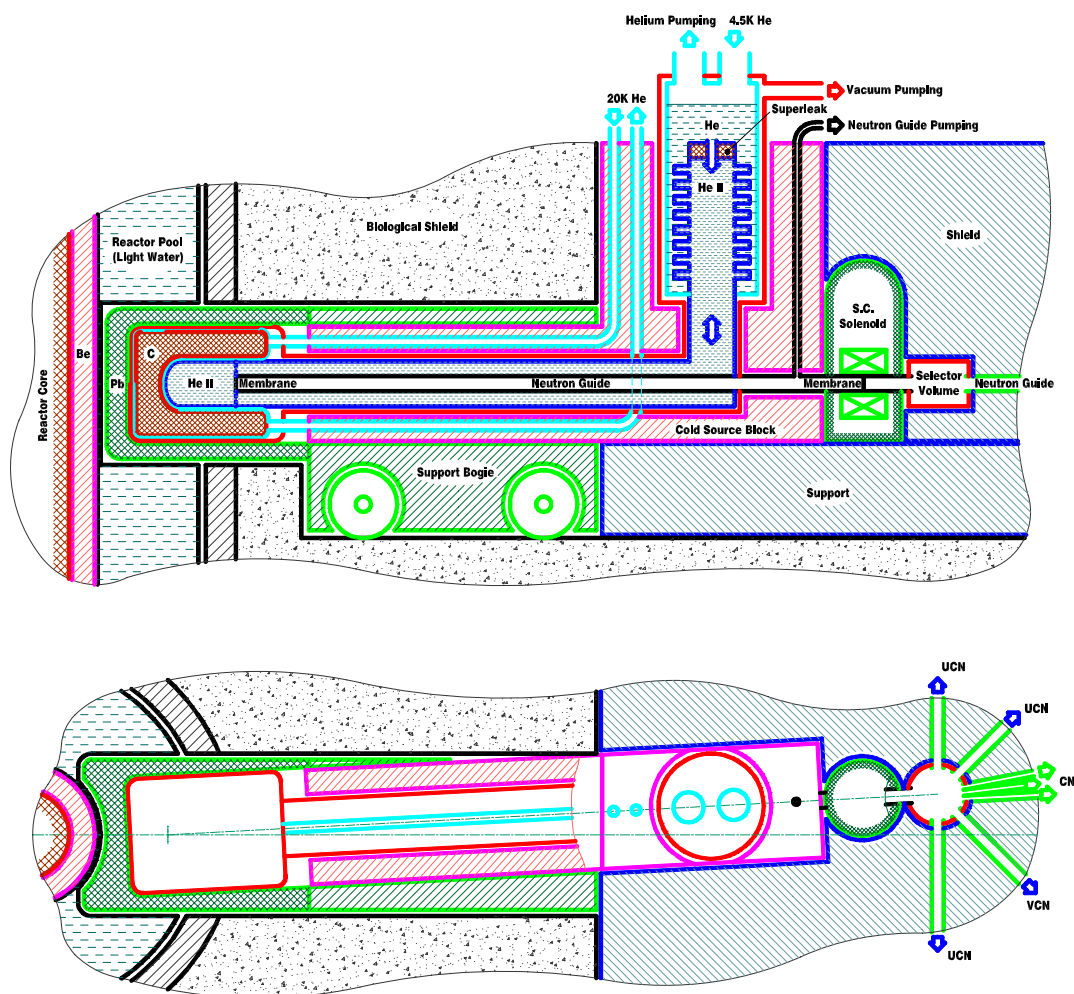


Рис.2. Схема размещения элементов источника.

Изготовление напылительного комплекса для получения отражающих покрытий нейтроноводов и ловушек УХН

Руководитель проекта
к.ф.-м.н. М.С.Ласаков

Разработана технология изготовления нейтроноводов на основе реплик.

Первая операция этой технологии состоит в напылении покрытия с высокой отражающей ультрахолодные нейтроны способностью на поверхность стекла. Целесообразно использование стекла, приготовленные методом разлива на расплавленный свинец. Такое стекло имеет очень высокое качество поверхности.

После напыления отражающего покрытия напыляется слой меди в несколько тысяч ангстрем. Напыления производятся магнитронным методом на установке, показанной на рис.1.

Следующая операция состоит в нанесении гальванического медного покрытия толщиной 0,2 – 0,3 мм. После чего металлическая фольга отделяется от стекла. Ее поверхность повторяет поверхность стекла и является идеальной практически в той же степени, что и стекло, т.к. это реплика поверхности стекла.

Следующая задача состоит в размещении фольги внутри трубы из нержавеющей стали, которая является вакуумным кожухом нейтроновода УХН. Рис.2 иллюстрирует описанную выше последовательность операций.

Потери УХН в нейтроновода определяются наличием продольных стыков фольги, а также стыками отдельных нейтроноводных секций. Измерение коэффициента пропускания

репликовых нейтронотводов были выполнены на реакторе института Лауэ-Ланжевена (г. Гренобль, Франция).

Измерения позволили определить коэффициент пропускания репликовых нейтронотводов в зависимости от продольной составляющей скорости УХН. Коэффициент пропускания зависит от продольной скорости и составляет до 90% на метр для нейтронов со скоростью 5 м/с и 96% на метр для нейтронов со скоростью 12 м/с. Эта зависимость определяется уменьшением числа соударений УХН при увеличении продольной составляющей скорости. Сравнение пропускной способности репликовых нейтронотводов с другими типами нейтронотводов (полированными анодо-механически и электрополированными) показало, преимущество репликовых нейтронотводов. В частности, использование репликовой технологии позволит увеличить вдвое интенсивность УХН для нейтронотводной системы 10 м длиной.



Рис. 1. Установка для напыления Ni^{58}Mo на стекло.



Рис. 2. Нейтронотводы УХН различного диаметра.

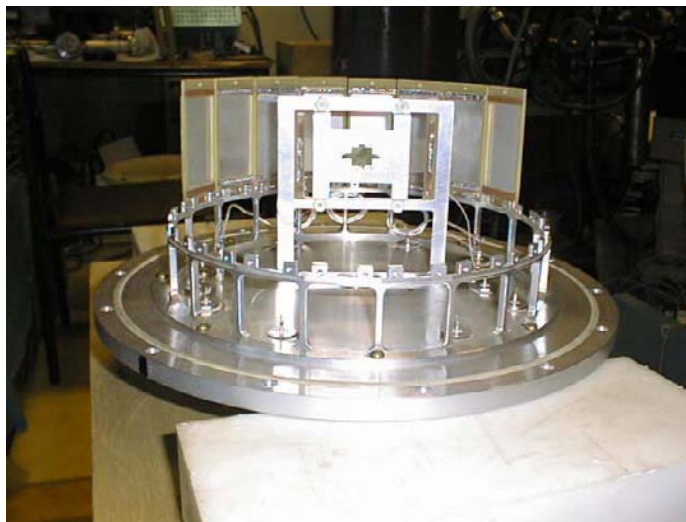
Создание комплекса приборов и методов для исследования динамики процесса деления ядер тепловыми и резонансными нейтронами

Руководитель проекта: проф. Г.А. Петров

В 2006 году в соответствии с планами была продолжена разработка эскизного проекта модульного 4π-детектора нейтронов деления для реактора ПИК. Анализ опыта длительной эксплуатации в ПИЯФ жидкостного 4π-детектора множественности нейтронов деления (с примесью Gd) продемонстрировал необходимость и целесообразность создания модульного высокоэффективного 4π-детектора при существенном повышении его быстродействия. На основе проведенного сравнительного исследования характеристик всех известных и доступных сцинтилляторов и при учете имеющихся в России в настоящее время возможностей разработок новых типов нейтронных детекторов, признано целесообразным создание много-секционного 4π-детектора на основе импортных жидкостных

сцинтилляторов. Большим преимуществом использования таких сцинтилляторов является не только достаточно скоростная регистрация и спектрометрия нейтронов деления при одновременном измерении их угловых распределений, но и параллельное проведение аналогичных измерений для γ -квантов деления при использовании хорошо известного метода разделения соответствующих импульсов по их форме. Для начала практической реализации такого эскизного проекта в 2006 году из средств темы-29 у итальянской фирмы закупается комплекс Flash ADC, который до полной реализации проекта может эффективно использоваться в текущих экспериментальных исследованиях. При этом сроки полной реализации проекта много- секционного 4π -детектора на импортном жидком сцинтилляторе будут целиком определяться объемами ежегодного финансирования. В то же время, будут продолжены попытки разработки и использования различных вариантов новых отечественных сцинтилляторов.

В дополнение к этому, в 2005 - 2006 годах спроектированы и изготовлены два варианта реакционных камер на базе многопроволочных пропорциональных счетчиков низкого давления для регистрации и спектрометрии осколков деления по времени пролета, полупроводниковых детекторов для легких заряженных частиц и сцинтилляционных детекторов разного типа для регистрации угловых и энергетических распределений нейтронов и γ -квантов деления. Все эти установки снабжены современными системами сбора и предварительной обработки многомерной информации. Планируется также, что эти камеры могут быть использованы в качестве центральной части модульного 4π -детектора нейтронов деления. Для иллюстрации на Рисунке представлен разрез одной из реакционных камер с системой многопроволочных пропорциональных счетчиков для измерения углов вылета и энергий осколков деления и тонкой мишенью делящегося вещества.



Поиск ЭДМ нейтрона кристалл-дифракционным методом (проект ДЭДМ)

Руководитель проекта: д.ф.-м.н. В.В.Федоров

Этап 2006г.

1. Изготовлено немагнитное поворотного устройства для вращения кристалла, обеспечивающего точность поворота ~ 1 угл. сек. в диапазоне углов $0 \div 360$.
2. Начато изготовление системы 3-х мерного анализа поляризации, проведены расчеты, проектирование и начато изготовление катушек ведущего поля.
3. Приобретена электроника для управления системой ведущих полей, движением детекторов, вращением кристаллов и для времяпролетных измерений –

- a. Плата адаптера PCI-CAMAC
 - b. USB Контроллер-привод шагового двигателя
 - c. Источник питания VME крейта
 - d. Мощный шаговый двигатель с контроллером, интерфейсом RS232 и источником питания
 - e. Источник высоковольтного напряжения в VME стандарте
 - f. 4-х канальный счетчик аналоговых сигналов, со встроенным спектрометрическим АЦП в VME стандарте.
 - g. Контроллер слота 0 для VME шины
 - h. Плата адаптера PCI-VME
 - i. Многоstopовый кодировщик время-код для измерения спектра нейтронов по энергии в VME стандарте
 - j. Управляемый многоканальный источник тока
4. Приобретен комплект оборудования для вращения кристаллов и их горизонтального перемещения с соответствующей системой управления, в частности –
- a. Поворотное устройство 8MR150-3 1 шт.
 - b. Юстировочный столик 8MR191-28 1 шт.
 - c. Низкопрофильный алюминиевый транслятор 7T167-50 2 шт.
 - d. Контроллер шагового двигателя 8SMC1-USBh-B2-4 1 шт.
 - e. Источник тока PSA31U-120 1 шт.
 - f. Моторизованное юстировочное устройство 8MR191-28
 - g. Моторизованный линейный транслятор 8MT167-100
 - h. Гониометр 7G174-30

Измерение циркулярной поляризации гамма-квантов из реакции $n+p \rightarrow d+\gamma$ с поляризованными нейтронами

Ответственный: к.ф.-м.н. Пирожков А.Н.

План - 2006

Завершение подготовки экспериментального оборудования, измерительно-управляющего комплекса, твердотопливной мишени и документации по водородной безопасности для «выездного» варианта эксперимента. Согласование постановки эксперимента на реакторе FRM-II (ТУМ, Германия) или ИЛЛ (Франция).

Электроническая часть экспериментальной установки (система управления экспериментом, многоканальная спектрометрическая система сбора и накопления данных) создана. В опытах с генератором и источником гамма-квантов была проведена тщательная проверка долговременной стабильности электроники и ее возможность измерения малых относительных эффектов ($\sim 10^{-5} \div 10^{-6}$). Тестирование аппаратуры в условиях близких к условиям эксперимента выявило наличие приборного эффекта зависимости коэффициента преобразования спектрометрических каналов от фазы сигнала, управляющего состоянием флиппера поляризации нейтронов. Такая систематика сравнима с ожидаемой точностью эксперимента и должна быть устранена. Проведены эксперименты для определения механизма возникновения и исключения такого влияния, опробованы различные схемы построения управляющих и логических связей. Изменения, сделанные в аппаратуре и программе управления экспериментом, в настоящее время позволили снизить такую «наводку» до статистически незначимого уровня.

Проводилась работа по согласованию проведения эксперимента на интенсивном пучке тепловых поляризованных нейтронов реактора FRM-II (Мюнхен). Было выяснено, что этот пучок имеет недостаток – близкое расположение соседнего пучка, что не позволяет

разместить здесь второе «плечо» нашей установки. Это вдвое снижает скорость набора статистики и не позволяет контролировать часть систематических эффектов, которые могли бы быть выявлены при обработке результатов измерений. В настоящее время такая работа приостановлена в связи с передачей этого пучка для исследований в области физики твердого тела. Вопросы и требования водородной безопасности (криогенная параводородная мишень) на реакторе FRM-II с немецкой стороной не обсуждались.

Возможность постановки эксперимента на реакторе ILL (Гренобль, Франция) затруднительна. Криостат твердородной мишени разработан и изготовлен в ПИЯФ и не имеет никаких требуемых в ILL заводских сертификатов на внешний кожух и предохранительные устройства.

Создание новой установки для измерений Р-нечетной асимметрии в частотном диапазоне переключения поляризации нейтронов выше основных частот флуктуаций мощности реактора.

Руководитель проекта д.ф.-м.н. В.А.Весна

Испытание макета установки при переключении поляризации нейтронов с частотой 10 Гц показало уменьшение погрешности измерений в единицу времени в случае присутствия в системе низкочастотных «микрофонных шумов».

Были продолжены работы по созданию новой системы регистрации токовых сигналов в широкой полосе частот переключения поляризации нейтронов. Были приобретены новые АЦП с возможностью регистрации сигнала в полосе частот 0 –50 КГц. Новая система сбора информации строится на основе использования цифрового интегрирования аналоговых сигналов детекторов с помощью цифровых сигнальных процессоров.

Разработано программное обеспечение для проверки работоспособности используемого оборудования и начата работа по созданию рабочей программы основного эксперимента по измерению Р-нечетной асимметрии. Работа по созданию новой системы будет продолжена.

Создание универсального кристалл-дифракционного спектрометра по Кошуа для измерения малых энергетических смещений рентгеновских линий.

Ответственный: к.ф.-м.н. Тюнис А.В.

В 2006 г. проведены следующие работы:

1. Изготовлен блок смены источников с креплением рентгеновской трубки.
2. Изготовлено изгибающее устройство кристалл-анализатора и приемная щель с детектором рентгеновского излучения.
3. Приобретены монокристаллические пластины кремния с отражающими плоскостями 111, 022 и 004.
4. Приобретено электронное оборудование, обеспечивающее полную автоматизацию спектрометра при проведении измерений на нем.
5. Произведен физический пуск спектрометра и получены первые спектры $K_{\alpha 1}$ и $K_{\alpha 2}$ – линий меди.

Принципиальная схема спектрометра показана на рисунке 1, а первые спектры $K_{\alpha 1}$ и $K_{\alpha 2}$ – линий меди на рисунке 2.

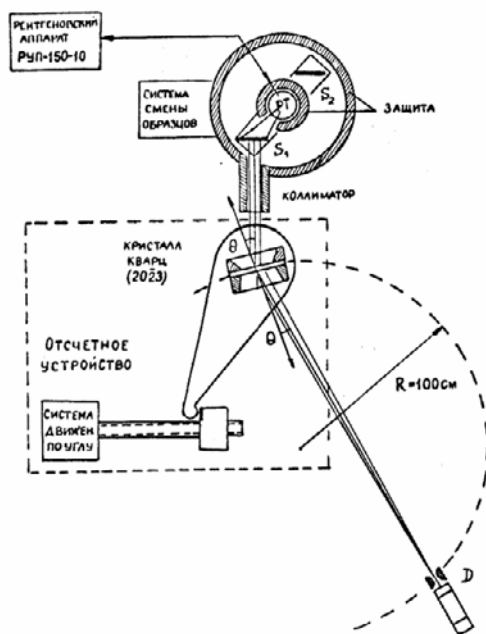


Рис.1.

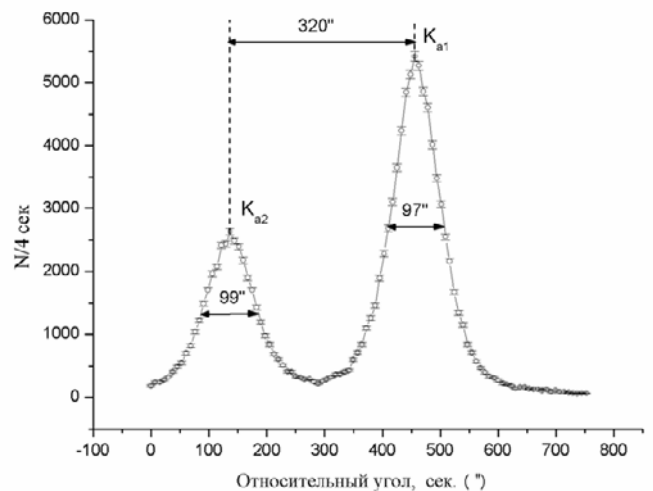


Рис.2.

Низкотемпературная гелиевая петля на реакторе ПИК в канале НЭК-5

Руководитель проекта: д.ф.-м.н Р.Ф.Коноплева

Разработано техническое предложение на технологическую линию облучения и исследования образцов в низкотемпературной гелиевой петле на реакторе ПИК (НТГП), в котором:

1. Определены цели и объем проектирования.
2. Разработаны концепция построения комплекса и общие требования к функционированию составляющих его установок.
3. Описаны объекта облучения и объекта исследований.
4. Определен базовый состава установки НТГП с учетом концепции модульности установки НТГП. В состав НТГП входят:
 - НТК (низкотемпературный канал) со стыковочным устройством,
 - Перегрузочная устройство,
 - Система охлаждения НТК, измерительной сборки и ампул,
 - Вакуумная система,
 - Система контроля и управления.
5. Проведены два независимых (НИКИЭТ и ПИЯФ) расчета радиационных характеристик канала НЭК-5. Расчетные значения плотности потока на дне НЕК-5 быстрых Φ_f и тепловых Φ_{th} нейтронов при мощности реактора 100 МВт имеют величины:

$\Phi_f = 1.2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$(E > 0.8 \text{ МэВ})$	Результаты расчета выполненного в ПИЯФ
$\Phi_{th} = 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$(E < 0.625 \text{ эВ})$	Результаты расчета выполненного в ПИЯФ
$\Phi_f = 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$(E > 0.1 \text{ МэВ})$	Расчет НИКИЭТ
$\Phi_{th} = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	(тепловые)	Расчет НИКИЭТ
6. Определены этапы проектирования.

Создание универсального нейтронного спектрометра с идеальными кристаллами (на базе аналогичного спектрометра МИФИ).

Руководитель проекта проф. Н.О. Елютин (ИТЭФ)

1. Проведена модернизация мониторингового тракта контроля нейтронного пучка, использующего в качестве детектора низкоэффективную камеру деления, к условиям работы в стандарте VME, и предусилителя, выполненного в свободном конструктиве,
2. Изготовлены крепления (кристаллодержатели) совершенных кристаллов и созданы термоизолирующие колпаки, позволяющих избежать малые ($\sim 0,1''$) угловые смещения кристаллических пластин, связанные с колебаниями температуры в термозоне дифрактометра.
3. Автономная система термостабилизации универсального дифрактометра приспособлена для работы в составе ИУС, выполненной в комбинированном стандарте КАМАК-VMЕ.
4. Сделано усовершенствование конструкции механизмов сканирования, осуществляющих прецизионные угловые перемещения, под оборудование шаговыми двигателями вместо двигателей постоянного тока.
5. Продолжены работы по созданию измерительно-управляющей системы универсального нейтронного дифрактометра, в частности, разработан интерфейс выполненный в комбинированном стандарте КАМАК-VMЕ, допускающего управления шаговыми двигателями и двигателями постоянного тока.

Модернизация трехосного спектрометра СНК-3

Руководитель проекта: С.Б.Вахрушев

В отчетном году в Физико-Техническом Институте им. А.Ф. Иоффе продолжалась работа по модернизации полностью автоматизированного трехосного нейтронного спектрометра СНК-3 для строящегося высокопоточного реактора ПИК в ПИЯФ РАН (Гатчина). Спектрометр построен по классической схеме и состоит из отдельных модулей – монохроматора, образца, анализатора и детектора, устанавливаемых на индивидуальные платформы с воздушными подушками и обеспечивающих перемещения и угловую ориентацию монохроматора, образца и анализатора в пространстве.

В предыдущем году было в основном завершено конструирование узлов монохроматора и анализатора спектрометра, требующих наибольшей переработки в условиях конкретной привязки спектрометра к 10 каналу и согласования с размещением установок и защиты на соседних пучках. В этом году основное внимание было уделено изготовлению этих узлов.

Были изготовлены металлоконструкции для крепления блоков подвижной и неподвижной частей защиты анализатора, собрана защита и завершается сборка всего узла анализатора (рис1), изготовлен реверс, обеспечивающий подачу воздуха для перемещения



узлов. Проведена корректировка чертежей блока анализа по результатам изготовления.

Учитывая то, что нейтронные спектрометры представляют собой комбинацию широкого набора узлов различного рода: механических, оптических, электронных (аналоговых и цифровых) и т.д., усилия разработчиков направлены на создание условий наиболее эффективного функционирования такой разнородной системы и

увеличение светосилы спектрометра. Сложность системы и невозможность моделирования спектрометра полностью в «металле» делает особенно важным решение вопросов оптимизации спектрометра математическими методами и совершенствования методов анализа получаемых экспериментальных данных. На данном этапе работы были получены оценочные характеристики спектрометра методами математического моделирования с учетом реального геометрического расположения на пучке реактора ПИК. Была найдена оптимальная конфигурация нейтронно-оптической части спектрометра, соответствующая лучшему сочетанию светосилы и разрешающей способности при помощи программ VITESS и MCSTAS. Смоделирована нейтронно-оптическая часть спектрометра на участке замедлитель - первичный формирователь – монохроматор - узел образца. Рассмотрены вопросы коллимации и монохроматизации пучка нейтронов. Определены энергетические пространственные и угловые распределения нейтронного пучка для плоского и фокусирующего монохроматоров в узлах спектрометра.

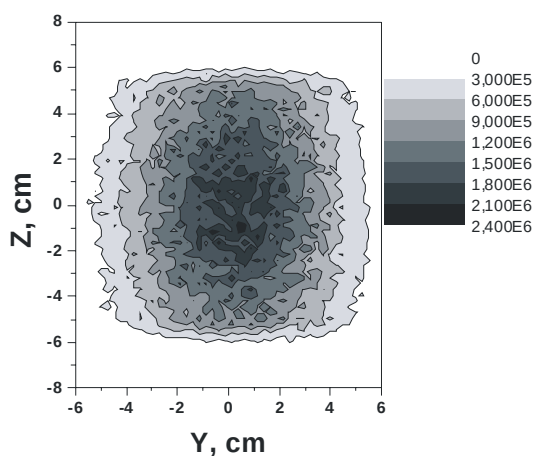


Рис.2 Рассчитанное двумерное сечение пучка на месте образца в случае плоского монохроматора

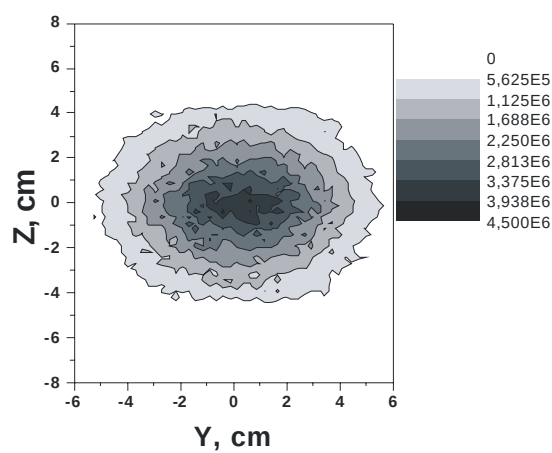


Рис.3 Рассчитанное двумерное сечение пучка на месте образца в случае оптимизированного фокусирующего монохроматора

Показано, что применение цилиндрического фокусирующего монохроматора приводит к значительному увеличению светосилы (в 2 раза) без потери энергетического разрешения, в то время как использование сферически фокусирующего монохроматора увеличивает разброс пучка по энергии

Рассчитана функция разрешения спектрометра.

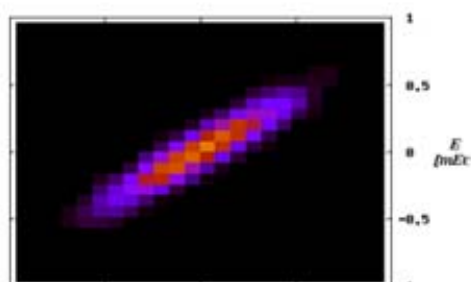


Рис. 4 Расчетная функция разрешения спектрометра для случая плоских монохроматора и анализатора

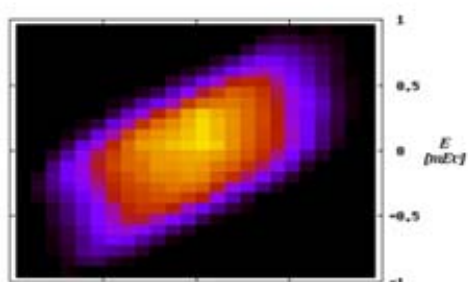
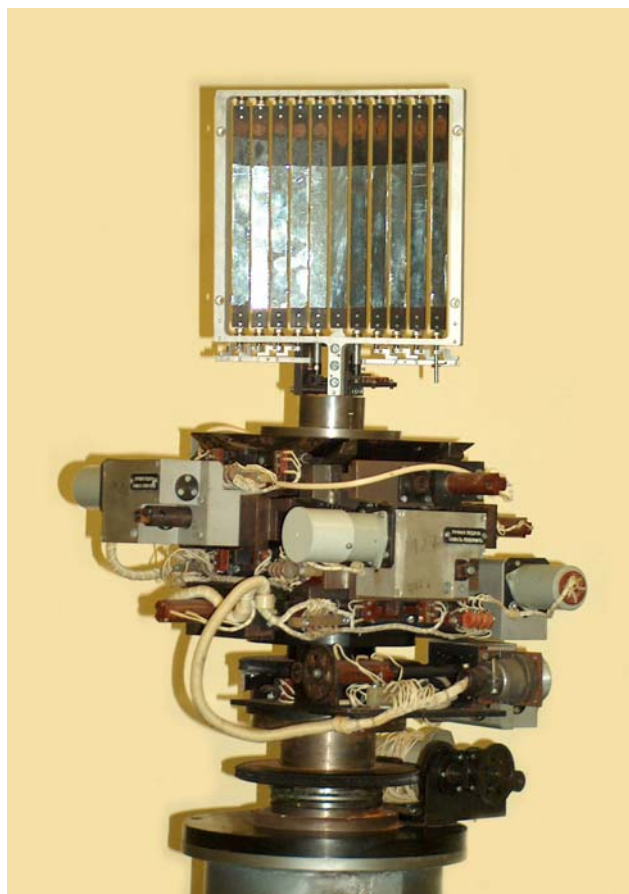


Рис. 5 Расчетная функция разрешения спектрометра для случая оптимизированных монохроматора и анализатора

На рис. 4 и 5 представлены двумерные распределения функции разрешения в координатах Q_y -Е для плоского и двумерно фокусирующего монохроматоров соответственно. Хорошо видно, что наряду с ожидаемым ростом интенсивности (соотношение потоков регистрируемых детектором $4 \times 4 \text{ см}^2$ фокус/плоский = 31; соотношение максимумов функции разрешения фокус/плоский = 7.6), наблюдается существенное изменение формы функции разрешения, которая перестает быть эллипсоидальной. Проекции функции разрешения на оси Q_y и Е при этом меняются менее, чем в два раза. Приведенный результат четко демонстрирует необходимость детального моделирования нейтронного эксперимента при использовании двумерной фокусировки, так как не эллипсоидальная форма функции разрешения не может быть получена аналитически не только в подходе Купера-Натанса но и в более точных расчетах по методу Поповичи.



Разработан и изготовлен макет цилиндрического фокусирующего нейтронного монохроматора, позволяющий обеспечить плавную фокусировку пластин кристаллов в модуле. На рис 6. фокусирующий монохроматор установлен на оси юстировочного стола блока монохроматора.

48 –ми детекторный порошковый дифрактометр для ГЭК 9 реактора ПИК.

Руководитель проекта Проф.В.А.Трунов. Отв. кфмн В.А.Ульянов, кфмн А.Е.Соколов

В течение 2006 года 48-ми детекторный суперпозиционный 4-х секционный нейтронный порошковый дифрактометр был собран. На первом этапе были проведены тестовые испытания вне нейтронного пучка. В результате этих испытаний были выявлены и устранены недочеты в механических узлах, в управляющей электронике, а также в программном обеспечении. На Рис.1. показан дифрактометр при испытаниях вне нейтронного пучка.



Рис.1. Дифрактометр при испытаниях вне нейтронного пучка.

Для проведения дальнейших испытаний дифрактометр был установлен на 9-ом канале реактора ВВР-М. Схема размещения дифрактометра на 9-ом нейтронном пучке реактора ВВР-М показана на Рис.2.

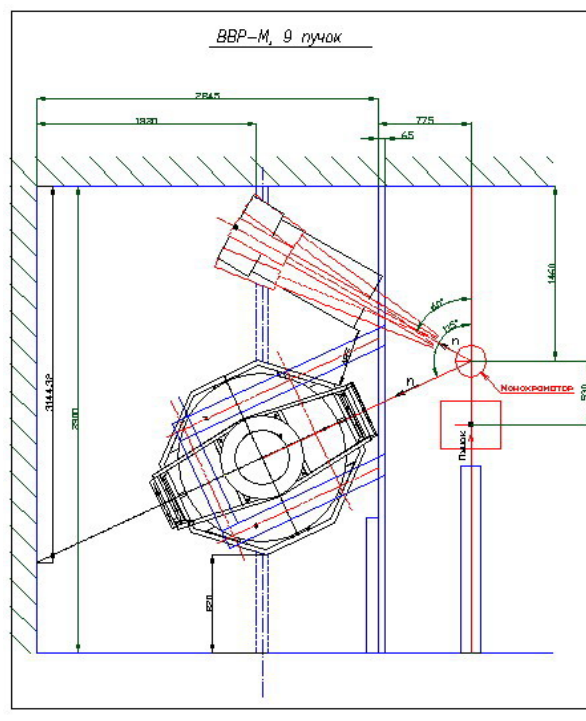


Рис.2. Схема размещения дифрактометра на 9-ом нейтронном пучке реактора ВВР-М.

На следующем Рис.3. приведена фотография дифрактометра при испытаниях на 9-ом нейтронном пучке реактора ВВР-М.



Рис.3. Дифрактометр при испытаниях на 9-ом нейтронном пучке реактора ВВР-М.

При проведении первых измерений согласно схеме изображенной на Рис.2. для получения первичного нейтронного пучка дифрактометра после нейтроновода был установлен прототип фокусирующего монохроматора, разработанный в 2004-05 г.г. В результате этих первых испытаний были выполнены калибровочные измерения первичного пучка каждым из 48 счетных каналов. Были определены эффективности счетных каналов, а также их угловое положение. Результат измерений первичного пучка и углового распределения нейтронного фона относительно первичного пучка показаны на Рис.4.

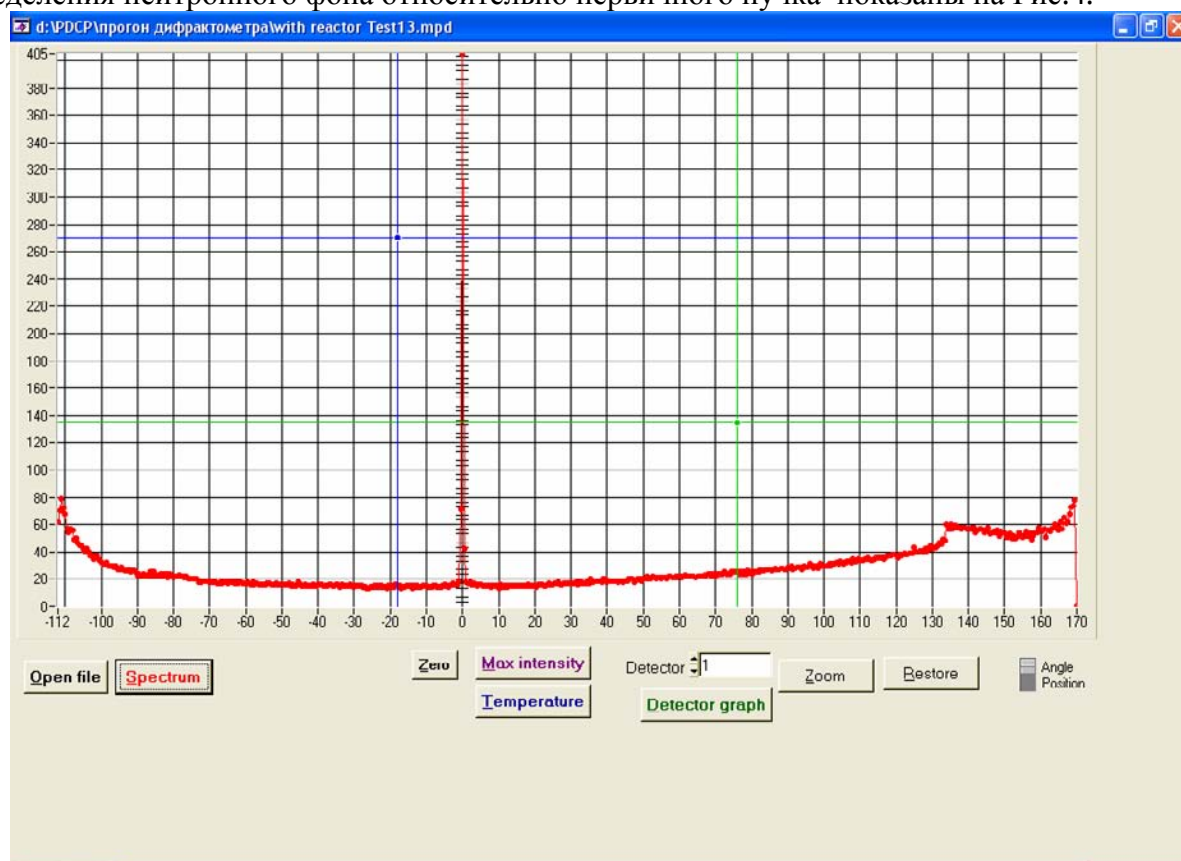


Рис.4. Измерения первичного пучка и углового распределения нейтронного фона.

Для получения первичного пучка, нами был использован прототип фокусирующего монохроматора, разработанный в 2004-05г.г. В 2006 году нами был спроектирован и изготовлен новый вариант фокусирующего монохроматора. В отличие от прототипа каждый элемент нового фокусирующего монохроматора управляется дистанционно с помощью шагового двигателя. Внешний вид нового фокусирующего монохроматора показан на Рис.5.



Рис.6. Внешний вид монокристалла Si.

Для создания монокристаллических элементов для нового фокусирующего монохроматора нами был приобретен монокристалл Si, который показан на Рис.6.

Таким образом, за 2006 год были успешно проведены сборка и испытания

48 –ми детекторного 4-х секционного порошкового нейтронного дифрактометра на 9 канале реактора ВВР-М.



Рис.5. Внешний вид дистанционно управляемого фокусирующего монохроматора

Установка ультрамалоуглового рассеяния SESANS

С.В.Григорьев

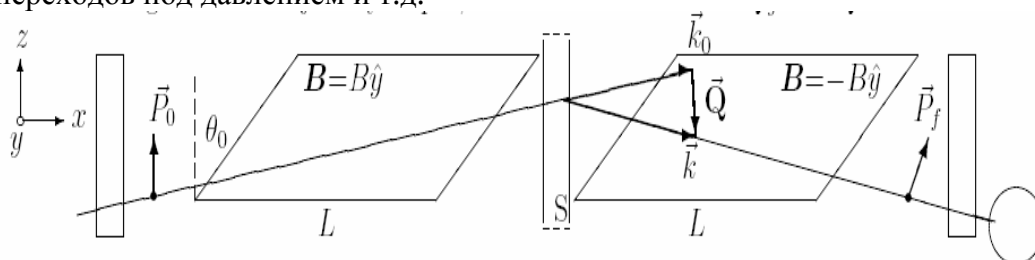
Созданы основные механические узлы установки SESANS (Спин Эхо МалоУгловое Рассеяние Нейтронов - СЭМУРН).

Принципиальная схема установки SESANS показана на рисунке.

В основе установки лежит метод Спин-Эхо, но вместо энергетического анализа измеряется угол рассеяния с использованием скошенной геометрии магнитных полей прецессии вектора поляризации нейтронов (Рис.6)

Пробег нейтронов в поле прецессии $\mathbf{B}$ для падающих и рассеянных нейтронов различен (см.рисунок) и эта разница по принципу Спин-Эхо кодируется в сдвиге фазы прецессии поляризации $\Delta\phi = \phi(\mathbf{P}_f) - \phi(\mathbf{P}_0)$. Из-за высокой чувствительности Спин-Эхо метода к $\Delta\phi$ возможно изучать рассеяние нейтронов на секундные углы в пределах расходимости прямого пучка и получать информацию о рассеивающих неоднородностях в диапазоне размеров от сотен Ангстрем до микронных, что принципиально важно для исследования материалов, физические свойства которых связаны с мезоструктурой.

Особенно это важно для магнитной мезоскопии при исследовании сталей, материалов с магнитной памятью формы, с гигантским магнито-сопротивлением, ферромагнитных инваров, при исследовании магнитных фазовых переходов, магнитных квантовых фазовых переходов под давлением и т.д.



п/2-ротатор поле прецессии 1 Образец поле прецессии 2 п/2-ротатор Детектор
(п-ротатор)

Принципиальная схема SESANS (СЭМУРН)

Создание рефлектометра поляризованных нейтронов

Прибор предназначен для исследования наноструктуры феррожидкостей, оптимизации их агрегативной устойчивости и других свойств, необходимых для применения магнитной жидкости в медицине (направленный транспорт лекарств, герметизация повреждений внутренних органов и пр.) и технике (управляемая магнитным полем конвекция при регулировании теплообмена, смазка трущихся поверхностей, герметичные подшипники скольжения, подвижные вакуумные уплотнения и многое-многое другое). В настоящее время прибор находится в предпусковом состоянии.

Рефлектометр поляризованных нейтронов с вертикальной плоскостью рассеяния

Для изучения рассеяния от поверхности жидкости

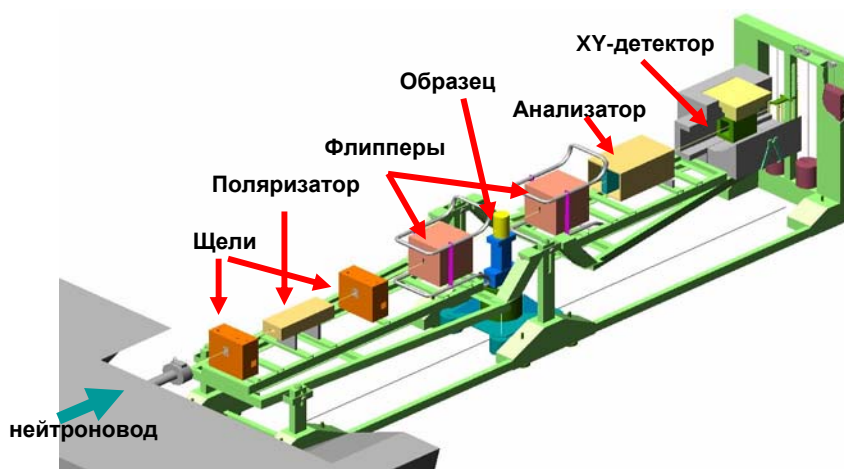


Рис.2. Схема рефлектометра

Рефлектометр работает на поляризованных нейтронах с длиной волны 12 Ангстрем. Падающий пучок формируется узкими горизонтальными щелями, а угол падения задается смещением щелей по высоте в пределах вертикальной расходимости пучка. Используется двумерный детектор $200 \times 200 \text{ мм}^2$ с разрешением 0.7 мм. Параметры:
Общая длина – 5 м.
Длина подвижных платформ – 2,2 м
Расстояние образец - детектор – 2,5 м.
Длина волны нейтронов – 12 Ангстр.
Размер пучка – $(0 \div 5) \times 20 \text{ мм}^2$.
Максимальный угол падения – 20 мрад.



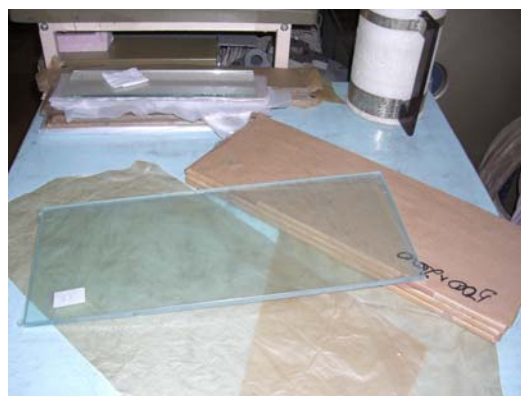
Фото рефлектометра на 12 канале реактора ВВР-М

Диапазон углов зеркального рассеяния – ± 60 мрад.
Разрешение по импульсу – $5 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}^{-1}$
Угловое разрешение – 10 сек.

Окончание изготовления оптических элементов формирова- теля пучка 9 канала реактора ПИК, включая напыление, и завершение работ по созданию вакуумных кожухов.

1. Изготовлены полностью оптические детали (боковые отражающие стенки – 60 шт и оптические прецизионные клинья в количестве 60 шт, смотри фото). Нанесены суперзеркальные $\theta_{cr} \sim 2\theta_{cr}^{Ni}$ на 50% оптических элементов.

К концу года нанесение отражающих покрытий будет закончено.



На фотографии показаны клинья с покрытием, а боковые стенки – без него.

По рабочей документации приобретены материалы .

Модернизация Малоуглового дифрактометра "Мембрана"

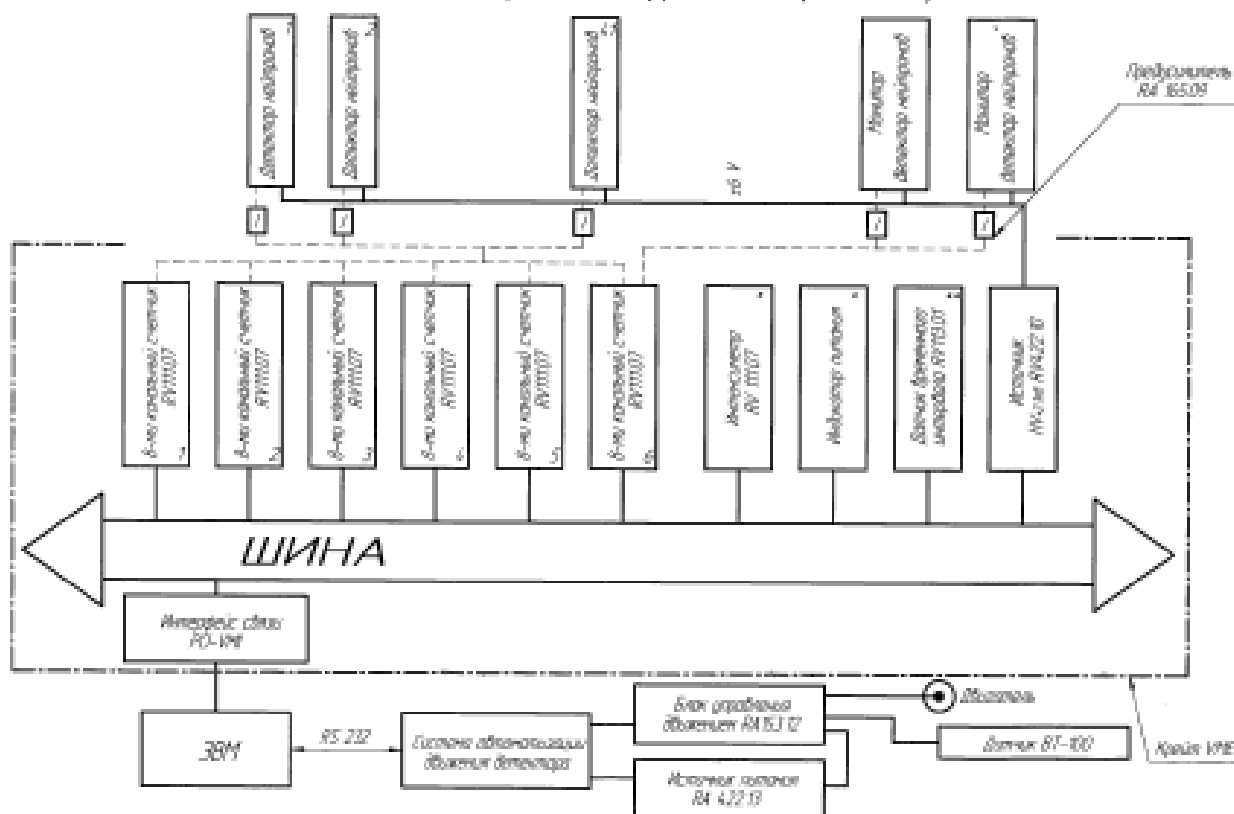
Этап 2006:

Сборка, отладка, создание испытательного стенда на пучке №5 ВВРМ и проведение на нем испытаний элементов регистрирующей электроники (предусилители и др. модули) в сравнении с действующим детектором, выбор рабочих параметров для получения оптимальных характеристик устройств (усиления, уровня шумов, стабильности), отладка и корректировка узлов схемы на основе собранных данных испытаний.

Автоматизация движения детектора (монтаж, отладка, испытания элементов системы измерения углового положения детектора, блока управления движением)

План выполнен. Работы проведены в соответствии с утвержденной блок-схемой электроники дифрактометра

Блок-схема электроники дифрактометра "Мембрана 3"



1. Разработана конструкция корпусов для крепления нейтронного счетчика и платы предусилителя. Согласованы типы применяемых разъемов и тип и длина сигнальных и питающих кабелей.
2. Испытана разработанная схема предусилителя: измерения шумов и формы импульса.
3. Изготовлены и подготовлены для монтажа корпуса (50 для предусилителей + 50 штук для крепления детекторов).
4. Смонтированы He^3 – счетчики на высоковольтных коробках (50 штук).
5. Разработаны, изготовлены и смонтированы на коробках предусилителя высоковольтные разъемы.
6. Подготовлены к монтажу заготовки для сборки предусилителей, сборка выполнена в отделе электроники.
7. Настроены и протестированы шесть 8-канальных счетчиков RV 111.07, подготовлен КРЕЙТ, настроены 50 предусилителей,
8. С использованием приобретенного компьютера и крейта собрана секция спектрометра из 8 блоков детектирования «Детектор + Предусилитель + Разъемы + Кабельное соединение + Вакуум» и рассчитанная на присоединение к одному счетчику,
9. Изготовлен индикатор питания RV 111.07, изготовлены и отлажены 41 блок детектирования (установлены платы предусилителя, выполнена пайка, проведено испытание фильтров и разъемов).
10. В крейте в настоящее время находятся шесть 8-канальных счетчиков RV 111.07, крейт-контроллер, индикатор питания, высоковольтный блок питания (в комнате Соловья).
11. Изготовлены средства управления перемещениями (блок питания RA 422.13, блок управления движением – интерфейс RA.153.12, связь компьютер-система автоматики RS 232).

Многороторный время-пролетный спектрометр

Этап 2006:

Моделирование работы узлов и всего прибора во всех основных режимах (квазиупругого и неупругого рассеяния, зонный режим) для определения основных характеристик спектрометра с целью адаптации к спектральным параметрам нейтронного пучка реактора ПИК для получения максимальных разрешения и светосилы реального прибора (совместно с КИ, Москва, Г.Ф.Сырых).

С целью оптимизации и увеличения светосилы время-пролетного прибора разработана его зонная версия (ZTOF), использующая широкую полосу длин волн $\lambda_{\max}/\lambda_{\min} \sim 10$ с анализом спектра по времени пролета (TOF) и применимая как на импульсных, так и на стационарных источниках нейтронов.

Предложена комбинация ZTOF и нейтронного спин-эхо (ZTOF+NSE) для достижения высокого энергетического разрешения в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов в конденсированных средах. Для работы в широкой полосе длин волн разработаны зонные $\pi/2$ - и π -флипперы на основе новой концепции, сочетающей принципы адиабатического и неадиабатического вращения вектора поляризации нейтронов. В итоге решена основная проблема, которая сдерживала развитие широкополосного NSE.

В классических NSE-приборах, работающих на относительно узких спектральных линиях ($\Delta\lambda/\lambda \sim 0.1$), используются флипперы Мезеи - плоские соленоиды с неадиабатическим вращением вектора поляризации (нейтрон встречает резкую границу поля и далее прецессирует). В радиочастотных флипперах (RF) спин нейтрона, прецессируя вокруг суммарного поля (постоянного+переменного), испытывает адиабатический переворот, если его длина волны $\lambda \geq \lambda^*$ выше некоторой λ^* . Однако широкополосные RF в принципе не пригодны для спин-эхо фокусировки поляризации. Чтобы преодолеть указанные ограничения, разработаны NSE-флипперы на магнитных пленках, сочетающие адиабатический и неадиабатический принципы (гибридные флипперы). Основная время-пролетная диаграмма, описывающая работу ZTOF, представлена на Рис.1. В основу прибора BNC заложена концепция нейтронных источников с длинными импульсами. Для системы узких линий, формируемых системой роторных прерывателей, рассчитана NSE-фокусировка поляризации с помощью гибридных флипперов. Получена высокая амплитуда фокусировки $A(\lambda) = 0.95-1.00$ в широкой полосе длин волн $\lambda=(0.1-0.9)\lambda_{\max}$.

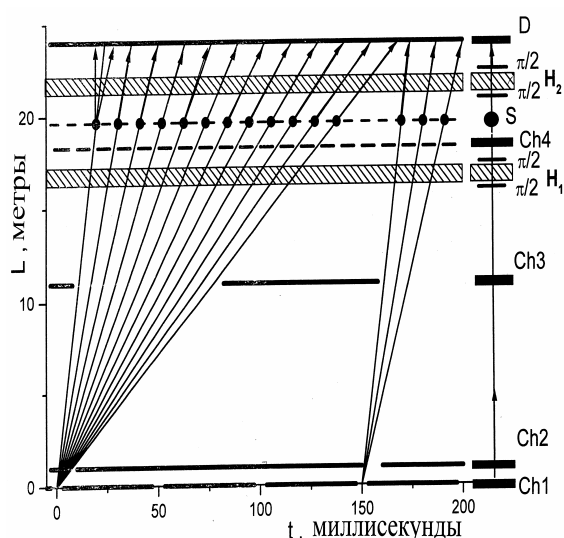


Рис.1. Схема работы зонного время-пролетного спектрометра в комбинации с широкополосным спин-эхо: Ch1-4 роторные прерыватели пучка (чопперы), S - образец, до и после образца установлены магниты прецессии с $\pi/2$ -флипперами, ограничивающие области прецессии, D - детектор.

Гибкая система прерывателей (чопперов, Рис.1) позволяет измерять неупругое рассеяние для системы линий в λ -полосе (разрешение по энергии $\Delta E=1-10$ милли эВ, диапазон импульсов $q=0.1-10$ нм⁻¹). Монохроматизация определяется скоростями вращения первого и четвертого прерывателей (Ch1, Ch4) и базой между ними. Прерыватель Ch2 регулирует частоту

повторения импульсов, чтобы избежать попадания на образец коротковолновых (длинноволновых) нейтронов. Зонный чоппер Ch3 с широкими окнами, работая вместе с Ch2, селекционирует нейтроны в нужной λ -полосе. Расстояние Ch1-детектор L_f определяет разрешение по энергии.

Длина монохроматора L_{14} между Ch1 и Ch4, база образец-детектор (L_{SD}), расстояние Ch4-образец (L_{S4}) найдены путем оптимизации интенсивности и разрешения при исходных параметрах (начальная $\lambda=\lambda_0$, скорость вращения чопперов, длина импульсов Ch1, Ch4). Оптимизация методом Лехнера дает параметры режима квазиупругого рассеяния: $L_{14} = 18.30$ м, $L_{SD} = 4.35$ м, $L_{4S} = 1.35$ м, $L_{12} = 1.00$ м и $L_{13} = 11.00$ м при общей длине прибора $L_F = 24$ м. Из параметров Ch1,4 и длины L_F определены оптимальный поток и разрешение. Другие чопперы не оказывают влияния на разрешение и интенсивность. Обычно TOF-период берут равным времени пролета рассеянных нейтронов с длиной волны $\lambda=\lambda_{max}$, и он пропорционален произведению $\lambda_{max}L_{SD}$. Плотность потока нейтронов на образце равна $I_S = \Phi(\lambda_0)(2\pi\hbar/m)^2 F/\lambda_{max}$, где $F = \tau_1 \cdot \tau_4 / L_{14} \cdot L_{SD}$ зависит от длины импульсов Ch1,2 (полная ширина на полувысоте), расстояний L_{14} и L_{SD} , а $\Phi(\lambda_0)$ - плотности потока на входе спектрометра, массы нейтрона m . Разрешение в гауссовом приближении формы импульсов $\Delta E = \Delta t_D (2\pi\hbar)^3 / (L_{SD} m^2 \lambda^3)$ это отклик спектрометра, когда сечение образца представляет собой δ -функцию. Здесь λ - длина волны рассеянных нейтронов, а ширина импульса на детекторе $\Delta t_D = \{ [\delta L \cdot \lambda \cdot L_{14} \cdot (m/2\pi\hbar)]^2 + (b \cdot \tau_1)^2 + (c \cdot \tau_4)^2 \}^{1/2} / L_{14}$ зависит от параметров $b = (L_{4S} + L_{SD} \cdot \lambda^3 / \lambda_0^3)$, $c = (L_{14} + L_{4S} + L_{SD} \cdot \lambda^3 / \lambda_0^3)$. Величина Δt_D связана с неопределенностью длины пути δL из-за расходимости пучка, толщиной образца и детектора, характеристиками чопперов. Чтобы получить максимальное разрешение при заданной интенсивности, ΔE минимизирована при заданных λ , λ_0 . В квазиупругом режиме $\lambda=\lambda_0$, $F \approx \text{const}$ (условие сохранения интенсивности), а $[\Delta E(\rho)]^2 \sim (\Delta t_D / L_{SD})^2 = F \cdot (b^2 \rho + c^2 \rho^{-1}) / (L_{SD} L_{14})$ как функцию $\rho = \tau_1 / \tau_4$ минимизируем. При оптимальном $\rho^* = b/c$ найдено разрешение: $\Delta E^2 \sim F \cdot (\alpha + x) / [x(1 - \alpha - x)]$, где $\alpha = L_{4S} / L_F$ и $x = L_{SD} / L_F$.

Следующая минимизация дала оптимальное $x^* = \alpha^{1/2} - \alpha$, $\rho^* = \alpha^{-1/2}$ и $\Delta E^2 \sim F / [1 - \alpha^{1/2}]^2$. На практике α стремятся сделать минимальным. Длина инструмента ($L_F = 24$ м) задана условиями нейтронного зала, расстояние L_{4S} трудно сделать < 1.5 м (защита Ch4, окружение образца). В первом приближении при $L_{4S} = 1.5$ м получено $\alpha = 0.062$, $\rho^* = 4.0$. Реально ρ должно отвечать целому отношению периодов вращения.

Для длительностей $\tau_1 = 195$ μ с и $\tau_4 = 139$ μ с при максимальной частоте вращения чопперов фирмы Даймлер-Бенц (200 Гц), получено $\rho^* = (\tau_1 / \tau_4)(n_4 / n_1) = 4.21$ при $n_4 / n_1 = 3$. В оптимальном режиме квазиупругого рассеяния Ch1 должен вращаться в три раза медленнее, чем Ch4. Точные значения параметров равны $\alpha^* = 1/(\rho^*)^2 = 0.056$, $x^* = 0.181$, а расстояния $L_{4S} = 135$ см, $L_{SD} = 435$ см, $L_{14} = 1830$ см. Далее было определено разрешение как функция λ_0 при максимальной скорости Ch4 и $\lambda_{max} = 2.4$ нм.

Оптимизированный прибор имеет разрешение $\Delta E/E \sim 2-11\%$ в диапазоне $2.4 \geq \lambda_0 \geq 0.4$ нм. Геометрия спектрометра оптимальна для TOF в измерениях квазиупругого рассеяния с умеренным разрешением. Тонкий анализ квазиупругого рассеяния имеет смысл с помощью NSE, встроенного в TOF (Рис.1). В NSE - разделенные области поля $\mathbf{H}_1 = \mathbf{H}_2$, ограниченные $\pi/2$ -фл. Поля направлены так же, как ведущее поле между ними. Амплитуда NSE-сигнала равна $P_{nse} = (1/2)P_0$ как в случае монолинии.

В режиме TOF+NSE достаточно иметь грубо монохроматизированные линии ($\delta\lambda/\lambda \sim 10\%$) в полосе, ограниченной $\lambda_{min} = 0.4$ нм и $\lambda_{max} = 2.4$ нм. Полоса задает период повторения импульсов $T \approx L_F / v(\lambda_{max})$, где $v(\lambda_{max})$ - скорость нейтрона с максимальной длиной волны. На практике требуется несколько больший период, чтобы избежать перекрытия линий с λ_{min} и λ_{max} разных нейтронных импульсов. Это условие выполняется при $T = 150$ мс. Следующий параметр - интервал между линиями, уширенными при квазиупругом рассеянии. Для

наблюдения рассеяния с малыми изменениями длины волны задан промежуток $\Delta\lambda=4\delta\lambda$ между линиями, что обеспечивает работу сразу на 12 линиях (Рис.1). При данной монохроматизации оптимальная длительность импульса Ch1 равна $\tau_1=1.95\text{мс}$, Ch4 формирует импульс $\tau_4=0.278\text{мс}$. Их периоды повторения $T_1=50\text{мс}$ и $T_4=10\text{мс}$. Частота $f_4=1/T_4=100\text{Гц}$ обеспечивает режим с набором линий, а деление частоты $f_1/3=1/3T_1=6.7\text{Гц}$ Ch2 позволяет перекрыть диапазон $\lambda=0.4\text{--}2.4\text{ нм}$. Прерыватель Ch3 формирует полосу.

Таким образом, при оптимальных частотах и длине импульсов достигается необходимая в экспериментах неупругого рассеяния монохроматизация

$$\delta\lambda/\lambda = (\tau_1^2 + \tau_4^2)^{1/2} / \Delta t(\lambda) = 0.02 - 0.11$$

в полосе $2.4 \geq \lambda \geq 0.4\text{ нм}$, где $\Delta t(\lambda)$ - время пролета базы Ch1-Ch4. Указанная ширина линий в режиме измерения сечения в координатах "частота-импульс" определяет оптимальное разрешение прибора. При включении NSE моды разрешение улучшается на 2-4 порядка (в зависимости от длины волны), что обеспечивает уникальные экспериментальные возможности TOF+NSE в зонном режиме при использовании стандартных прерывателей пучка.

Проект 5.2

Повышение безопасности и улучшение параметров высокопоточного реактора ПИК

Руководитель проекта проф. Ю.В.Петров

- а) Рассчитана библиотека эффективных сечений реакций (n,γ) , (n,α) , (n,p) , $(n,2n)$ и (n,f) для ядер конструкционных материалов, топлива и продуктов деления в спектре нейтронов реактора ПИК. С использованием данной библиотеки по программе ORIGEN-2.1 рассчитаны спектр и мощность запаздывающего гамма излучения от продуктов активации ядер топлива, материала сердечника и оболочки твэлов, а также от продуктов деления для конца операционного цикла реактора. Рассчитано энерговыделение от мгновенных и запаздывающих гамма квантов в корпусе реактора ПИК.

Онегин М.С. Лекция и материалы XL Зимней школы ПИЯФ по физике ядерных реакторов. 2006 (Резино).

- б) Проведены расчеты пространственно-энергетического распределения невозмущенных потоков нейтронов и γ -квантов в тяжеловодном отражателе физмодели реактора ПИК. Найдены величины энерговыделения в детекторах из различных материалов, помещенных в отражатель.

Ю.В. Петров, Е.А. Гарусов, Т.И. Смирнова. Расчет распределения потоков нейтронов, γ -квантов и их энерговыделения в тяжеловодном отражателе физ.модели реактора ПИК. Часть I. Зона без пэлов и кассет. Препринт ПИЯФ–2690, 2006, Гатчина, 27 с.

- Рассчитана топливная кампания реактора ПИК и сравнены методики определения критических тепловых потоков в активной зоне реактора ПИК.

М.С. Онегин. Расчет топливной кампании реактора ПИК. В сб.: "Физика и техника реакторов. Материалы XXXVIII–XXXIX зимних школ." Санкт Петербург, 2006, с.108–118.

Е.А. Гарусов. Сравнение методик определения критических тепловых потоков в диапазоне величин теплогидравлических параметров активной зоны реактора ПИК. В сб.: "Физика и техника реакторов. Материалы XXXVIII–XXXIX зимних школ." Санкт Петербург, 2006, с.3–81.

**Директор Отделения Нейтронных Исследований
ПИЯФ РАН**

проф. Федоров В.В.