

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ ИМ. И.М. ФРАНКА

На правах рукописи



Иоффе Александр Исаакович

**Интерференция волн:
от нейтронной интерферометрии до нейтронного спин-эхо**

Специальность 01.04.01 - приборы и методы экспериментальной физики

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна – 2021

Работа выполнена в Jülich Centre for Neutron Science, Forschungszentrum Jülich GmbH
(Jülich, Germany)

Официальные оппоненты

—

Кравцов Евгений Алексеевич

доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник лаборатории квантовой наноспинтроники, Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, г. Екатеринбург

Курбаков Александр Иванович

доктор физико-математических наук, руководитель отделения нейтронных исследований, Федеральное государственное бюджетное учреждение "Петербургский институт ядерной физики имени Б.П. Константинова" НИЦ "Курчатовский институт", г. Гатчина

Подурец Константин Михайлович

доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник отдела синхротронно-нейтронных и рентгеновских исследований, Федеральное государственное бюджетное учреждение Национальный исследовательский центр "Курчатовский Институт", г. Москва

С электронной версией диссертацией можно ознакомиться на официальном сайте Объединенного института ядерных исследований в информационно-телекоммуникационной сети «Интернет» по адресу: <https://dissertations.jinr.ru>. С печатной версией диссертации можно ознакомиться в Научно-технической библиотеке ОИЯИ (г. Дубна, Московская область, ул. Жолио-Кюри, д. 6).

Ученый секретарь диссертационного совета ОИЯИ.04.01.2019.П,
кандидат физико-математических наук

Т. И. Иванкина

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Вследствие принципа корпускулярно-волнового дуализма, нейтроны обладают волновыми свойствами, так что для них наблюдаются такие оптические явления, как дифракция и интерференция. Оптическая интерферометрия, основанная на принципе когерентного деления волновых фронтов с их последующей суперпозицией, является одним из наиболее точных метрологических методов и оптические интерферометры чувствительны к малому, в доли длины волны света, относительному смещению волновых фронтов. В силу нейтронно-оптической аналогии следует ожидать, что подобной чувствительностью должны обладать и нейтронные интерферометры, что, однако, не наблюдалось в действительности.

Причиной этого являлись фундаментальные различия в свойствах источников электромагнитного и нейтронного излучения: высоко когерентные монохроматические лазерные источники светового диапазона и диффузные источники нейтронов. Получение когерентного пучка нейтронов с высокой степенью пространственной и временной когерентности сопряжено с колоссальными потерями в интенсивности, подобно получению когерентного пучка света от ртутной лампы, использованного Д. Габором для регистрации первых голограмм.

Этот фундаментальный недостаток нейтронного излучения потребовал создания нейтронных интерферометров на иных принципах, аналогичных применяемых в световых интерферометрах белого света, где используется явление самоинтерференции когерентно разделённых волновых фронтов. Тем не менее, нейтронные интерферометры не позволяли точные фазовые измерения: из-за низкой монохроматичности нейтронных пучков точность измерения сдвигов фазы в нейтронных интерферометрах оставалась на уровне не лучше, чем 0.1%.

Вместе с тем точные измерения фазовых сдвигов нейтронных волн позволяли бы прецизионные измерения нейтронного показателя преломления и, через него, прецизионные определения таких фундаментальных свойств элементов как длина когерентного нейтронного рассеяния. Таким образом, разработка новых бездисперсионных методов измерения нейтронного показателя преломления, являлась актуальной задачей, решение которой позволило бы сделать нейтронную интерферометрию доступным метрологическим методом для измерения показателя преломления веществ в различных агрегатных состояниях.

Стандартная дилемма нейтронной спектроскопии (как и спектроскопии любого излучения при отсутствии источников излучения лазерного типа) - «интенсивность или разрешение» - является следствием теоремы Лиувилля, требующей сохранения фазового объема ансамбля частиц в нейтронном пучке. Как следствие, для получения высокого энергетического разрешения необходим высокомонохроматический падающий пучок, интенсивность которого, однако, уменьшается пропорционально ширине монохроматической линии.

Наличие спина нейтрона открывает возможности, которые не затрагиваются ограничениями, накладываемыми теоремой Лиувилля. Спин нейтрона играет роль некоей часовой стрелки, которой помечен каждый индивидуальный нейтрон. Анализируя направление вектора спина вследствие его прецессии при прохождении области магнитного поля, можно с чрезвычайно высокой точностью определить изменение скорости (энергии) нейтрона,

провазимодействовавшего с образцом. Энергетическое разрешение построенных на этом принципе спин-эхо спектрометров поляризованных нейтронных пучков достигает 1 нэВ, что на порядки превышает разрешение стандартных нейтронных спектрометров. Кроме того, принцип нейтронной спин-эхо (НСЭ) спектроскопии может быть использован для измерения не только малых изменений энергии поляризованных нейтронов, но и малых изменений направления их распространения в результате взаимодействия с образцом, т.е. для дифрактометрии ультра-высокого разрешения.

Однако, возможности НСЭ спектрометров практически ограничены со стороны измерения больших передач энергии, что серьезно ограничивает их динамический диапазон и не позволяет перекрытия с время-пролетными методами нейтронной спектроскопии. Кроме того, важна возможность одновременного измерения в широком диапазоне углов рассеяния (переданных импульсов) нейтронов на образце. Таким образом, актуальной задачей является разработка новых методов НСЭ спектроскопии свободных от вышеперечисленных недостатков, а также позволяющих использовать все преимущества импульсных источников нейтронов. В свою очередь, это делает актуальной разработку методов Монте-Карло моделирования динамики поведения спина нейтрона во время-зависящих магнитных полях.

С точки зрения интерферометрии, спин-эхо сигнал является муаровой картиной, образующейся при наложении двух спектров нейтронного пучка, периодически модулированных частотой Ларморовской прецессии спина, что требует использования поляризованных нейтронов. Вследствие этого метод НСЭ принципиально неприменим в тех случаях, когда имеет место прецессия нейтронов в образце, таким образом оставляя в стороне весь класс динамических явлений в магнитных материалах.

Это делает актуальным поиск других возможностей модуляции спектра с целью получения эхо эффекта для неполяризованных нейтронных пучков, т.е. без использования спина нейтрона. Такое разделение поляризации и энергетического разрешения позволит реализовать высокоразрешающую нейтронную спектроскопию магнитных материалов и откроет новые возможности для изучения магнитных явлений в твердых телах, особенно в сочетании с поляризационным анализом рассеянного пучка.

Цели работы состоят в развитии новых прецизионных методов измерения длин когерентного рассеяния элементов и материалов в различных агрегатных состояниях; в развитии методов нейтронной спиновой интерферометрии и их применения для измерения топологических фазовых сдвигов; в разработке новых методов спин-эхо спектроскопии, их моделирования и экспериментальной проверке; в разработке принципиально нового метода нейтронной эхо спектроскопии, не требующего использования поляризованных нейтронных пучков.

В соответствии с целями работы поставлены следующие основные задачи:

1. Создание новой установки нейтронного интерферометра на совершенном кристалле с видностью интерференционных полос близкой к максимальной и возможностью проведения экспериментов с поляризованными нейтронами.

2. Разработка методики бездисперсионных (т.е. независящих от знания длины волны нейтронов) измерений длин когерентного рассеяния и достижение нового мирового стандарта в точности измерения длины когерентного рассеяния.
3. Применение этой методики для прецизионных измерений длин когерентного рассеяния изотопов свинца с целью определения амплитуды нейтрон-электронного взаимодействия, плотности тонких пленок и измерения эффектов квантового запутывания в H_2O/D_2O смеси.
4. Разработка методики измерений геометрической фазы, возникающей при циклической и нециклической эволюции квантовой системы, подтверждение 4π -симметрии волновой функции фермиона (нейтрона) при истинном вращении спина.
5. Разработка и экспериментальное подтверждение принципа работы новых методов нейтронной спин-эхо спектроскопии и дифракции: на основе вращающихся и линейных во времени магнитных полей.
6. Разработка метода нейтронной эхо-спектроскопии для неполяризованных нейтронов.
7. Разработка методов Монте-Карло моделирования спиновой динамики во время-зависящих магнитных полях. Моделирование спин-эхо спектрометра неупругого, квазиупругого рассеяния и дифрактометра/рефлектометра малоуглового рассеяния и нейтронного эхо-спектрометра.

Основные результаты и положения, выносимые на защиту:

1. Топография выходящих пучков нейтронного интерферометра на совершенном кристалле и достижение видности интерференционных полос более 90%.
2. Методика бездисперсионных (независящих от длины волны нейтронов) измерений длин когерентного рассеяния b_{coh} , посредством которой установлен новый мировой стандарт $b_{coh}^{Si} = 4.1507(2)$ фм с точностью в 5 раз превышающей известную ранее.
3. Прецизионные измерения длин когерентного рассеяния изотопов свинца и вычисление амплитуды нейтрон-электронного взаимодействия.
4. Экспериментальное доказательство отсутствия влияния эффектов квантового запутывания на точность методов вариации контраста, широко используемых в нейтронном малоугловом рассеянии и рефлектометрии.
5. Экспериментальное подтверждение 4π -симметрии волновой функции фермионов в экспериментах с истинным вращением спина и измерение геометрической фазы, возникающей при нециклической эволюции квантовой системы.
6. Нейтронно-интерферометрический метод измерения плотности тонких пленок.
7. Метод Монте-Карло моделирования спиновой динамики во время-зависимых магнитных полях.
8. Моделирование спин-эхо спектрометров неупругого и квазиупругого рассеяния для малых и больших передач энергии, а также дифрактометров высокого углового разрешения.
9. Новые методы Ларморовского кодирования скорости поляризованных нейтронов во время-зависимых (вращающихся и линейных во времени) магнитных полях, их моделирование и экспериментальное подтверждение.

10. Метод нейтронной эхо-спектроскопии для неполяризованных нейтронов; моделирование спин-эхо спектрометров неупругого и квазиупругого рассеяния для малых и больших передач энергии, а также дифрактометров высокого углового разрешения.

Научная новизна. Представленная работа является первой, в которой на основе топографии выходящих пучков нейтронного интерферометра на совершенном кристалле достигнута почти идеальная видность интерференционных полос (более 90%). Предложена и реализована новая бездисперсионная методика измерений длин когерентного рассеяния b_{coh} и установлен новый мировой стандарт с точностью в 5 раз превышающей известную ранее. Эта методика также позволила измерить длины когерентного рассеяния изотопов свинца, ставшие табличными значениями и использованные для вычисления амплитуды нейтрон-электронного взаимодействия; экспериментально доказать отсутствия влияния эффектов квантового запутывания на точность широко используемых в нейтронном рассеянии методов вариации контраста. На основе этой методики разработан новый нейтронно-интерферометрический метод измерения плотности тонких пленок.

Развита техника интерферометрии поляризованных нейтронов для измерений топологических фазовых сдвигов; впервые экспериментально подтверждены 4π -симметрия волновой функции фермионов в экспериментах с истинным вращением спина и связность Панчаратнама при нециклической эволюции спина нейтрона. Предложены новые методы Ларморовского кодирования скорости поляризованных нейтронов во время-зависимых магнитных полях; экспериментально подтверждена работоспособность спин-эхо метода с использованием вращающихся и линейных во времени магнитных полей. Разработан новый метод Монте-Карло моделирования спиновой динамики во время-зависимых магнитных полях, с помощью которого продемонстрированы возможности основанных на этих принципах спин-эхо спектрометров неупругого и квазиупругого рассеяния для малых и больших передач энергии, а также дифрактометров высокого углового разрешения.

Впервые предложен метод нейтронной эхо-спектроскопии для неполяризованных нейтронов; продемонстрированы возможности эхо спектрометров, основанных на этом принципе.

Научная и практическая ценность работы. Представленная работа внесла большой научный вклад в область нейтронной интерферометрии: как в доведении почти до совершенства ее экспериментальных возможностей (достижении почти идеальной, более 90%, видности интерференционных полос), так и в разработке принципиально новых измерительных методик.

Предложенная и развитая в работе принципиально новая методика бездисперсионных измерений длин когерентного рассеяния b_{coh} позволила решить принципиальную проблему связи точности ее определения с точностью знания длины волны нейтронов. Таким образом, нейтронная интерферометрия, несмотря на отсутствие столь же ярких (высокохроматичных) нейтронных источников как лазеры в световой оптике, стала наиболее точным аналитическим нейтронным методом. Уровень точности измерений b_{coh} , практически ограниченный на уровне 0.1%, был улучшен сразу более чем на 2 порядка - до 0.001%, что открыло новые возможности для исследований в области ядерной физики, физики твердого тела и физики

полимеров. Благодаря этому методу удалось с уверенностью опровергнуть теоретически предсказанный эффект значительного влияния квантовой запутанности на линейную зависимость длины когерентного рассеяния в смесях H_2O/D_2O , которая является базисом метода изотопической вариации контраста, лежащим в основе исследования биологических и полимерных объектов методами малоуглового нейтронного рассеяния и нейтронной рефлектометрии.

Развитие методов интерферометрии поляризованных нейтронов для измерений топологических фазовых сдвигов впервые позволило экспериментально измерить геометрическую фазу (фазу Берри) и подтвердить 4π -симметрию волновой функции фермионов в экспериментах с истинным вращением спина, а также впервые экспериментально наблюдать интерференцию спиноров при нециклической эволюции, что раскрыло физику интерференции между отдельными квантовыми состояниями.

Предложенные в работе новые методы Ларморовского кодирования скорости поляризованных нейтронов во время-зависимых магнитных полях открыли возможность создания относительно простых и недорогих спин-эхо установок. Построенные на этих принципах компактные спектрометры позволяют расширить динамический диапазон метода спин-эхо метода до больших передач энергии, доступных только время-пролетным спектрометрам, и перекрыть энергетический зазор между ними и нейтронными спектрометрами высокого разрешения.

Разработанный новый метод моделирования спиновой динамики во время-зависимых магнитных полях расширил возможности метода Монте-Карло на моделирование сложных установок, использующих поляризованные нейтроны, что значительно снижает затраты на создание таких установок на новых нейтронных источниках (SNS TS2, ESS, ИБР-3).

Рассмотрение принципа нейтронного спин-эха с точки зрения физики интерференции позволило предложить аналогичный метод нейтронной эхо-спектроскопии для неполяризованных нейтронов (Neutron Speed-Echo), открывающий возможность одновременного поляризационного анализа и, таким образом, реализации нейтронной спектроскопии высокого разрешения магнитных материалов.

Апробация работы. Результаты диссертации были представлены автором в качестве множества приглашенных и устных докладов на европейских и всемирных конференциях по нейтронному рассеянию – European Conference on Neutron Scattering (ECNS) в 2001, 2003 и 2007; International Conference on Neutron Scattering (ICNS) в 2001, 2005, 2009; на международных конференциях «Polarized Neutrons for Condensed Matter Investigation (PNCMI) в 2000, 2002, 2004, 2006, 2008; International Conference on Neutron Optics (NOP) в 1996, 1999, 2002, 2004, 2006 и 2008, а также и на других международных конференциях и совещаниях; в качестве приглашенных докладов на научных семинарах практически во всех нейтронных центрах мира (National Institute for Standards and Technology (USA), Los Alamos National Laboratory (USA), J-PARC (Japan), KEK - High Energy Accelerator Research Organization (Japan), Japan Atomic Energy Research Institute (JAERI), Institute Laue-Langevin (France), Paul-Scherer-Institute (Swiss), Rutherford Appleton Laboratory (Great Britain), ANSTO (Australia) и в ряде университетов Европы, Японии и США.

Публикации. Результаты диссертации, представляемые к защите, содержатся в 38 научных статьях, в том числе 36 из них опубликованы в рецензируемых журналах, включенных в систему цитирования Web of Science, 2 статьи опубликованы в рецензируемых иностранном журнале и препринте.

Личный вклад автора. Экспериментальные и основные теоретические результаты, изложенные в диссертации, получены автором, в основном, лично, а также в научных коллективах при его непосредственном участии, а также студентами и аспирантами при его непосредственном руководстве, где автором сформулированы тема и задачи исследований.

Данные всех приведенных нейтронных экспериментов получены и обработаны лично автором; он также является ответственным соавтором почти во всех статьях. Его личным вкладом является предложение и теоретическое обоснование бездисперсионного метода измерений длины когерентного рассеяния, новых методов нейтронной спин-эхо спектроскопии на основе вращающихся и линейно-возрастающих во времени магнитных полей, а также метода нейтронной спектроскопии скоростного эха.

Результаты работы получены автором в сотрудничестве с коллегами из ПИЯФ (Гатчина, Россия), Института Ядерной Физики Чешской Республики, ИТЭФ (Москва, Россия), Hahn-Meitner Institut (Germany), National Institute for Standards and Technology (USA), Technical University of Munich (Germany), Forschungszentrum Jülich (Germany), Los Alamos National Laboratory (USA), Bhabha Atomic Research Centre (India) и других нейтронных центров.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из Введения, 6 глав, Заключения и списка используемых библиографических источников. Полный объём диссертации составляет 238 стр., включает в себя 158 рисунков, 8 таблиц, список из 216 библиографических источников.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

В введении обосновывается актуальность темы диссертационной работы, формулируются цели и задачи исследования, приводятся результаты, выносимые на защиту. Дается характеристика научной новизны и практической ценности работы. Излагается структура и краткое содержание работы.

В первой главе рассматривается метод нейтронной интерферометрии. Основной проблемой при практической реализации нейтронных интерферометров является некогерентность нейтронных источников, в отличие от лазерных источников света. Поэтому для получения качественных интерференционных картин используется самоинтерференция нейтронной волны: амплитудное деление волнового фронта на две части, которые затем сводятся и интерферируют в плоскости наблюдения. Необходимая точность взаимной юстировки нейтронных пучков достигается использованием для этой цели монокристалла кремния [1].

Экспериментальная установка нейтронного интерферометра, на которой проводилась первая часть обсуждаемых в диссертации экспериментов, была создана в Петербургском

Институте Ядерной Физики (ПИЯФ АН СССР) и размещена в Берлинском центре нейтронного рассеяния Института им. Гана-Майтнер (Berlin Neutron Scattering Centre, Hahn-Meitner Institute, Berlin, Germany). Была достигнута хорошая долгосрочная стабильность интерферометра, однако, теоретическое значения видности в 100%, предсказываемое динамической теорией дифракции, никогда не достигалось в реальных экспериментах: типичные значения видности, наблюдаемые с пучками сечением около 1 см^2 , составляют около 40-50% (рис. 1). Причиной этого является искажение нейтронных волновых фронтов внутри интерферометра, что приводит к несовпадению или неидентичности интерферирующих волновых фронтов, образующих выходящие О- и Н-пучки. При этом возникнет непостоянство разности фаз и, следовательно, распределение интенсивности пучка $I(x, z)$ в поперечном сечении выходящих пучков, анализируя которое можно установить причину искажений волновых фронтов.

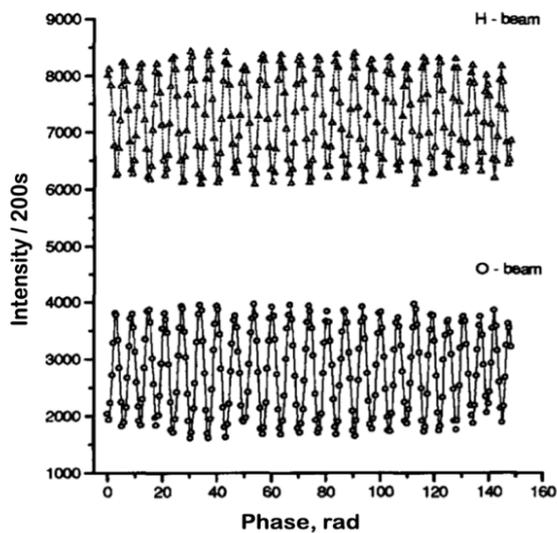


Рис. 1. Интерференционная картина (без образца), записанная в течении 13 часов. Видность в О-пучке $V = 40\%$. Благодаря использованию двухступенчатой системе виброизоляции и изогнутого кристалла-монокроматора, достигается хорошая долгосрочная стабильность интерферометра.

С этой целью был проведен топографический эксперимент: в О-пучок помещался двумерный позиционно-чувствительный сцинтилляционный детектор с пространственным разрешением около 1.2 мм по обеим координатам (рис. 2а). Н-пучок регистрировался стандартным детектором установки, что позволяло отслеживать относительную разность фаз $\Delta\varphi$ между когерентными пучками I и II. Оказалось, что даже в случае деструктивной интерференции ($\Delta\varphi = \pi$), $I(x, z)$ никогда не приближается к нулю: фактически, минимальная интенсивность составляет примерно половину максимальной. Регистрируемую интенсивность можно выразить как

$$I(x, z, \Delta\varphi) = I_0\{1 + \cos[\varphi(x, z) + \Delta\varphi]\} + I_b(x, z) \quad (1)$$

где $\varphi(x, z)$ - разность фаз между интерферирующими пучками в интерферометре без образца. Член $I_b(x, z)$ в уравнении (1) можно рассматривать как «некогерентный» вклад в общую интенсивность. Термин «некогерентный» используется здесь в том смысле, что эта часть нейтронов не участвует в процессе интерференции, который является результатом взаимодействия двух когерентных пучков. Чтобы пролить свет на природу $I_b(x, z)$, в один из лучей интерферометра вставлялась слегка клинообразная тонкая пластинка германия 3 (толщина около 0.3 мм) (рис. 2а), которая создавала линейный фазовый сдвиг от 0 до 8π вдоль оси z , так что в

поперечном сечении выходного пучка регистрировались четыре горизонтальные интерференционные полосы (рис. 2б), в минимумах которых $I(x, z, \Delta\varphi) = I_b(x, z)$.

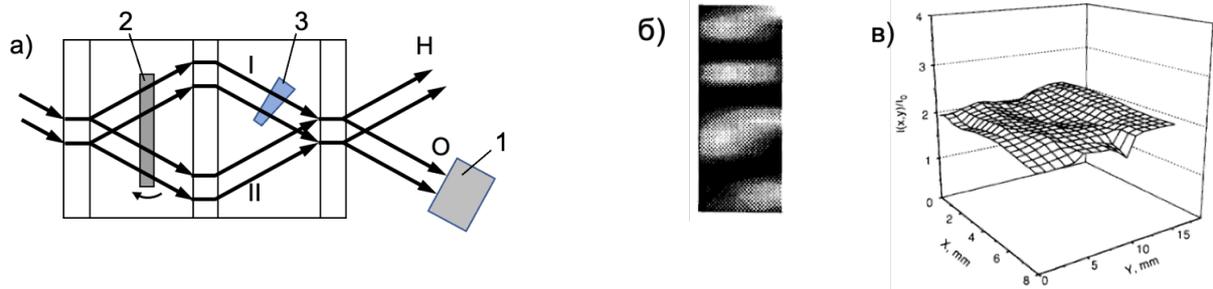


Рис. 2. а) схема топографического эксперимента; б) муаровые полосы в О-пучке, образованные клинообразной пластинкой германия, помещенной в одно из плеч интерферометра; в) поверхность $I_b(x, z)$, соответствующая «некогерентному» вкладу в полную интенсивность.

Изменение фазового сдвига $\Delta\varphi$ поворотом фазовращателя 2 (рис. 2а) приводит к перемещению интерференционных полос в вертикальном направлении и позволяет определить форму поверхности $I_b(x, z)$, значение интенсивности в разных точках поверхности $I_b(x, z)$. Проводя такие измерения для разных $\Delta\varphi$, можно восстановить форму поверхности $I_b(x, z)$, которая оказалась плоскостью $I_b(x, z) = 2$ (рис. 2в). Отсюда можно заключить, что рассматриваемый «некогерентный» вклад является результатом рассеяния нейтронов, которое однородно в регистрируемой области. Причиной такого рассеяния могут быть собственные колебания пластин интерферометра, приводящие к снижению видности даже в тех случаях, когда уровень вращательных и поступательных колебаний кристалла интерферометра в целом настолько низок, что они не влияют на видность интерференционной картины. Амплитуда этих собственных колебаний имеет довольно сложное распределение по пластинам интерферометра, т.е. они неоднородны, и приводят к смещениям $\delta a_{vibr}(x, z)$ кристаллических пластинок из положений равновесия, что, в свою очередь, приводит к дополнительному фазовому сдвигу $\delta\varphi_{vibr}(x, z) = 2\pi\delta a_{vibr}(x, z)/\lambda$, который также является неоднородным и приводит к случайной модуляции фаз волновых фронтов пучков и снижению видности V интерференционной картины.

В идеале кристалл интерферометра должен находиться в свободном состоянии, без внешних механических воздействий. Однако, в реальности он устанавливается на 3-точечной опоре для минимизации температурных градиентов из-за теплового контакта с расположенным ниже гониометром. Это приводит к изгибу основания кристалла интерферометра и если амплитуда $\delta a_{vibr}(x, z)$ зависит от состояния механической системы «основание кристалла интерферометра - пластины интерферометра», то изменение положения опорных шаров относительно кристалла интерферометра может повлиять на видность интерференционной картины. Оптимизация положения опорных шаров (рис. 3) завершилась полным успехом: видность интерференционной картины выросла до $V = 90\%$ без вычета фона.

Это достижение на долгие годы сделало нейтронный интерферометр в Берлинском центре нейтронного рассеяния лучшим в мире. На нем был проведен ряд прецизионных экспериментов, часть из которых будет рассмотрена в следующих главах.

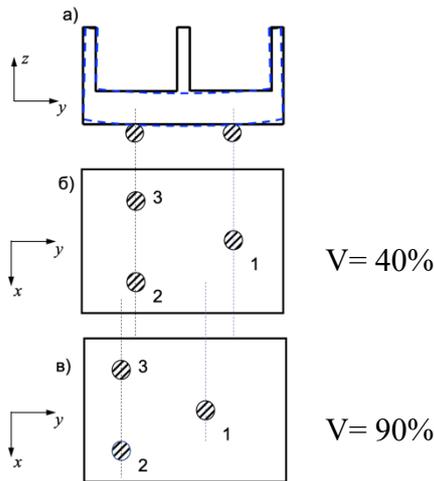


Рис. 3. Положение опорных шаров, поддерживающих кристалл интерферометра: а) вид сбоку; б) и в) виды сверху. Оптимизация положения опорных шаров (в) привела к увеличению видности интерференционной картины до $V = 90\%$, что близко к максимальному.

Вторая глава посвящена измерениям длины когерентного рассеяния b_{coh} нейтронов методом нейтронной интерферометрии, которая является наиболее прямым методом измерения нейтронного показателя преломления материалов в любом агрегатном состоянии. Фаза, набранная волной с длиной λ при прохождении через образец толщиной D с атомной плотностью N , равна

$$\Phi = \lambda N b_{coh} D \quad (4)$$

Описан ряд проведенных экспериментов, в частности измерения b_{coh} изотопов свинца, в которых были получены результаты с лучшей в мире точностью (двукратное улучшение точности для изотопа ^{208}Pb и трехкратное для изотопа ^{207}Pb , а для изотопа ^{204}Pb точность увеличена почти в 40 раз) и ставшие табличными значениями. Однако, несмотря на высокую точность измерения фазы в нейтронно-интерферометрическом эксперименте, точность определения b_{coh} ограничивается на уровне около 0.2% из-за зависимости фазы, набираемой нейтронной волной при прохождении через образец, от длины волны нейтронов λ (см. формулу (4)), т.к. конструкция нейтронно-интерферометрических установок (двухкристальная геометрия) практически не позволяет поддержание постоянной длины волны на требуемом уровне точности в течение всего времени эксперимента.

Для решения этой проблемы был разработан бездисперсионный метод измерения b_{coh} в котором поверхность образца устанавливается параллельно плоскостям решетки кристалла интерферометра (рис. 4а). В этом случае эффективная толщина образца равна $D/\sin \vartheta_B$ и, используя закон Брэгга $\lambda = 2d \sin \vartheta_B$ (d - постоянная решетки), немедленно получаем из уравнения (4)

$$\Phi = 2d N b_{coh} D \quad (5)$$

и Φ не зависит от λ . Для установки образца в такое положение, сначала регистрируются интерференционные картины для набора положительных и отрицательных значений угла горизонтальной разъюстировки ε для двух положений образца в интерферометре в пучках I и II. При параллельном перемещении образца из пучка I в пучок II интерферометра (рис. 4б) с сохранением угла ε , эффективная толщина образца изменяется с $D/\sin(\vartheta_B - \varepsilon)$ на $D/\sin(\vartheta_B + \varepsilon)$, так что используя закон Брэгга, можно вычислить фазы нейтронной волны, набранные при прохождении через образец в этих положениях. Так как метод нейтронной интерферометрии

не позволяет непосредственно определить полные фазы Φ_I и Φ_{II} , поскольку они являются аргументами синусоидальной функции с периодом 2π , то определить можно только неполные части их периода по модулю 2π , так что

$$\Phi_{II}(\varepsilon, \gamma) = 2dNb_{coh} \frac{D}{\cos \gamma} \cdot \frac{\sin(\vartheta_B)}{\sin(\vartheta_B + \varepsilon)} + 2\pi n ; \quad (6)$$

$$\Phi_I(\varepsilon, \gamma) = -2dNb_{coh} \frac{D}{\cos \gamma} \cdot \frac{\sin(\vartheta_B)}{\sin(\vartheta_B - \varepsilon)} - 2\pi n$$

Здесь множитель $1/\cos \gamma$ учитывает изменение эффективной толщины образца из-за отклонения поверхности образца от Брэгговских плоскостей кристалла в вертикальной плоскости (перпендикулярно плоскости рисунка) на угол γ . Раскладывая эти выражения в ряд для малых $\varepsilon \ll 1$, получим

$$\Delta\Phi(\varepsilon, \gamma) = \Phi_{II} - \Phi_I = 2dNb_{coh} \frac{D}{\cos \gamma} \{2 + \varepsilon^2 [1 + 2 \operatorname{ctg}^2(\vartheta_B)]\} \quad (7)$$

Таким образом, разность фаз, набранных при расположении образца в разных пучках интерферометра, является квадратичной функцией малого угла горизонтальной разъюстировки ε . Это позволяет определять значения ε_0, γ_0 при которых она становится минимальной, т.е. соответствуют параллельному положению поверхности образца и плоскостей кристаллической решетки кристалла интерферометра

$$\Delta\Phi(\varepsilon_0, \gamma_0) = (\Phi_I - \Phi_{II})_{min} \quad (8)$$

Теперь длина когерентного рассеяния может быть вычислена как

$$b_{coh} = \frac{\Delta\Phi(\varepsilon_0, \gamma_0) + 4\pi n}{4dND} \quad (9)$$

и не зависит от длины волны λ . Число n целочисленных осцилляций определяется из дисперсионного эксперимента, когда образец устанавливается на место вращающейся фазосдвигающей пластины: точность определения b_{coh} в этом случае абсолютно достаточна.

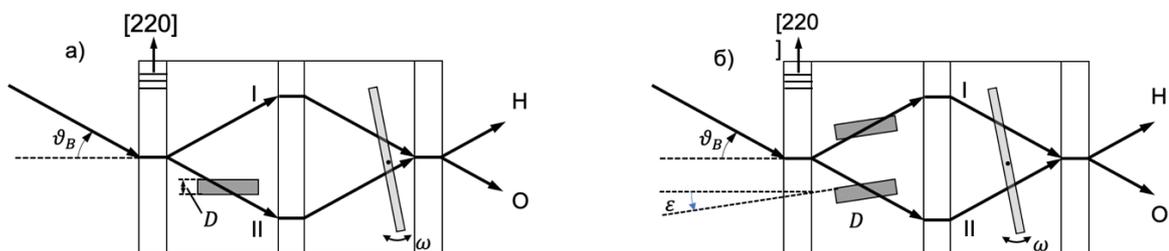


Рис. 4. Геометрия эксперимента с параллельным перемещением образца из пучка II в пучок I в нейтронном интерферометре.

Более того, в силу квадратичной зависимости $\Delta\Phi(\varepsilon, \gamma)$ от углов разъюстировки ε и γ , не требуется прецизионной установки поверхности образца относительно отражающих плоскостей

кристалла интерферометра: при установке образца в пределах 10 угловых минут вокруг ε_0 разность фаз $\Delta\Phi(\varepsilon, \gamma)$ практически не зависит от ε и γ . Практически, новый нейтронно-интерферометрический бездисперсионный метод измерения b_{coh} позволяет увеличить точность ее определения более чем на два порядка.

Этот метод был применен для прецизионного измерения b_{coh} длины рассеяния Si с целью установления нового мирового стандарта. Эксперимент проводился на установках нейтронного интерферометра в Берлинском центре нейтронного рассеяния (описанной в первой главе) на длине волны 1.98Å и в Национальном Институте Стандартов (NIST) в США на длине волны 2.7Å с использованием одного и того же образца монокристаллического кремния. Точность полученного результата $b_{coh}^{Si} = 4.1507(2)$ фм в 5 раз выше достигнутой ранее К.Шаллом [2] с использованием маятникового эффекта (Pendellösung) в Si. Статистическая ошибка составляет 0.0009%, систематическая ошибка, связанная с неточностью установки образца ε_0 и γ_0 , невелика (0.0002%) и включена в полную ошибку. Основной вклад, около 0.005%, в общую относительную погрешность конечного результата даёт систематическая ошибка, связанная с неоднородностью толщины образца Si.

Другим применением этого метода является измерение b_{coh} изотопа свинца ^{208}Pb с целью определения амплитуды a_{ne} нейтрон-электронного (n-e) взаимодействия, отражающей нетривиальное распределение заряда внутри нейтрона. Несмотря на относительную слабость (n-e) взаимодействия, вызывающего лишь небольшие эффекты по сравнению с эффектами вызванными сильным ядерным взаимодействием, эффект (n-e) взаимодействия может быть обнаружен при рассеянии нейтронов, не испытывающих кулоновского взаимодействия с зарядом ядра, благодаря интерференции между нейтронными волнами, рассеянными на ядре и электронах атома. Вещественная часть амплитуды когерентного рассеяния $a_{coh}(k)$ на атоме

$$a_{coh}(k) = b_{coh} \frac{A}{A+1} + a_{ne} Z [F(k) - 1] + f_{res}(k) \quad (10)$$

является суммой амплитуд ядерного рассеяния и рассеяния нейтрона на электронах атома (первый и второй члены в правой части (10), соответственно) и резонансного рассеяния на ядре (мы пренебрегаем электрической поляризуемостью нейтрона, верхний экспериментальный предел которой очень мал и близок к нулю [3]). Здесь k - волновое число, Z и A - заряд и масса ядра; $F(k)$ - зарядовый форм-фактор атома. Ввиду усиления эффекта (n-e) взаимодействия на тяжелых ядрах в экспериментах используются тяжелые элементы, но наиболее предпочтителен изотоп свинца ^{208}Pb , т.к. его ядро имеет только два относительно далеких и не вносящих существенный вклад резонансных уровня, что позволяет полностью избежать поправок на резонансное рассеяние. Амплитуда $a_{coh}(k)$ определяется из полного сечения рассеяния $\sigma_{tot}(E)$, измеренного в диапазоне энергий $E = (1 - 200)$ кэВ [4, 5] (где $k(\text{фм}) = 2.1968 \cdot 10^{-4} \frac{A+1}{A} \sqrt{E(\text{эВ})}$). Из энергетической зависимости $F(k)$ (Табл. 1), можно заключить, что имеет смысл рассматривать только энергетический диапазон от 0 до 20 эВ, т.к. в нем возникает около 95% эффекта.

Уравнение (10) можно представить как линейную функцию типа $y = a_{ne}x$, где

$$y = a_{coh}(k) - b_{coh} \frac{A}{A+1} \quad \text{и} \quad x = Z[F(k) - 1] \quad (11)$$

что позволяет линейную аппроксимацию с единственным неизвестным параметром a_{ne} . Ввиду близости значений $a_{coh}(k)$ и $b_{coh} \frac{A}{A+1}$, их разность является очень малой величиной, порядка 0.1 фм, так что точность в a_{ne} критически зависит от точности измерения b_{coh} . Это и послужило мотивацией к проведению экспериментов с целью прецизионного измерения b_{coh} изотопа ^{208}Pb .

		Энергия нейтронов			
		0 эВ	1.26 эВ	5.19 эВ	18.6 эВ
F		1	0.1802(50)	0.0934(25)	0.0505(14)
a_{coh} (фм)	b_{coh}		9.585	9.598	9.609
f_{res} (фм)		0	0	0	0

Табл. 1. Значения форм-фактора атома свинца, величина амплитуды когерентного рассеяния и резонансный вклад для исследуемого образца ^{208}Pb при различных энергиях нейтронов [5].

Измерения проводились описанным выше бездисперсионным методом с образцом ^{208}Pb , обогащенным до 97.3%. Хотя полученное из экспериментов значение b_{coh} имеет очень высокую статистическую точность, около 0.02%, основными источниками ошибок являются физические параметры образца (см. формулу (9): $b_{coh}^{208} = (9.518 \pm 0.010)$ фм. Фактическая точность ограничивается точностью определения толщины образца D и составляет 0.1%, что тем не менее в 6 раз выше, чем точность достигнутая ранее [6]. Результат аппроксимации экспериментальных данных (см. Табл. 1) для этого значения b_{coh}^{208} согласно (11) даёт $a_{ne} = - (1.10 \pm 0.08) \cdot 10^{-3}$ фм и представлен в графическом виде на рис. 5.

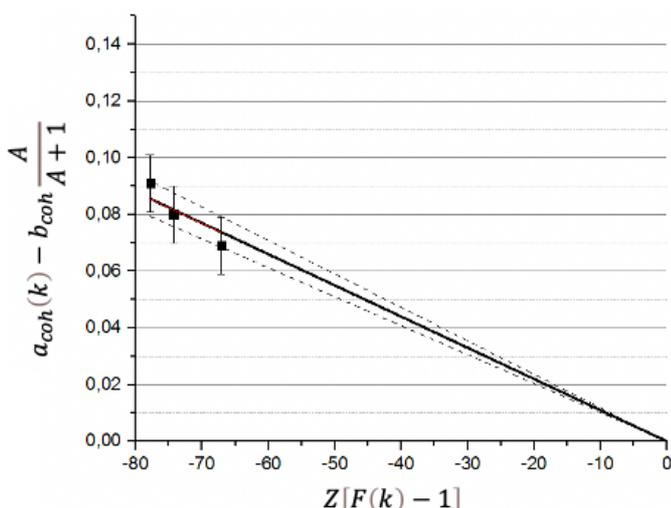


Рис. 5. Линейная аппроксимация экспериментальных данных [5] для $b_{coh} = 9.518(10)$ фм. Наклон сплошной прямой соответствует среднему значению $a_{ne} = - 1.10 \cdot 10^{-3}$ фм; наклон пунктирных кривых соответствует значениям a_{ne} на верхнем и нижнем уровнях ошибки ($0.08 \cdot 10^{-3}$ фм, доверительный интервал 90%).

Нейтронная интерферометрия является наиболее прямым методом измерения нейтронного показателя преломления материалов и свободна от каких-либо ограничений, накладываемых на агрегатное состояние образцов, и предполагает только знание их физических параметров (толщины и атомной плотности). Это позволило использовать описанный

выше метод прецизионного измерения b_{coh} для поиска свидетельств ядерного квантового запутывания в жидких смесях H_2O-D_2O . В [7] было сообщено об удивительном наблюдении аномально глубокого неупругого рассеяния нейтронов (ГРН) на жидких смесях H_2O-D_2O , которое описывается как прямое свидетельство квантовой запутанности соседних протонов (дейтронов). Было также высказано предположение, что такое аномальное рассеяние может проявляться как отклонение плотности длины рассеяния нейтронов от традиционной теории, которая основана на предположении, что молекулярные объемы компонентов являются аддитивными в смеси. Для смесей H_2O-D_2O прогнозировались отклонения от 5% до 10% от ожидаемого значения плотности длины рассеяния нейтронов $(N\bar{b})_c$:

$$(N\bar{b})_c = \rho_{H_2O}\rho_{D_2O}N_A \left[\frac{x_D b_{D_2O} + (1 - x_D)b_{D_2O}}{x_D m_{D_2O}\rho_{H_2O} + (1 - x_D)m_{H_2O}\rho_{D_2O}} \right] \quad (12)$$

Здесь ρ - массовые плотности чистых жидкостей, x_D - мольная доля дейтерия по отношению к водороду, N_A - число Авогадро, m - молярные массы молекул. Будучи подтвержденным, этот экспериментальный факт подрывает основы широко используемого в малоугловом нейтронном рассеянии и нейтронной рефлектометрии метода вариации контраста, в котором плотность длины рассеяния нейтронов растворителя подбирается равной плотности длины рассеяния нейтронов растворенных частиц. Таким образом, по сути дела перечеркиваются все полученные до сих пор результаты нейтронных исследований биологических объектов. По этой причине крайне важно проверить с высокой чувствительностью и надежностью, наблюдаются ли явления, обнаруженные в ГРН при энергиях нейтронов в несколько электрон-вольт, в том диапазоне параметров, в котором выполняются основные исследования по нейтронному рассеянию.

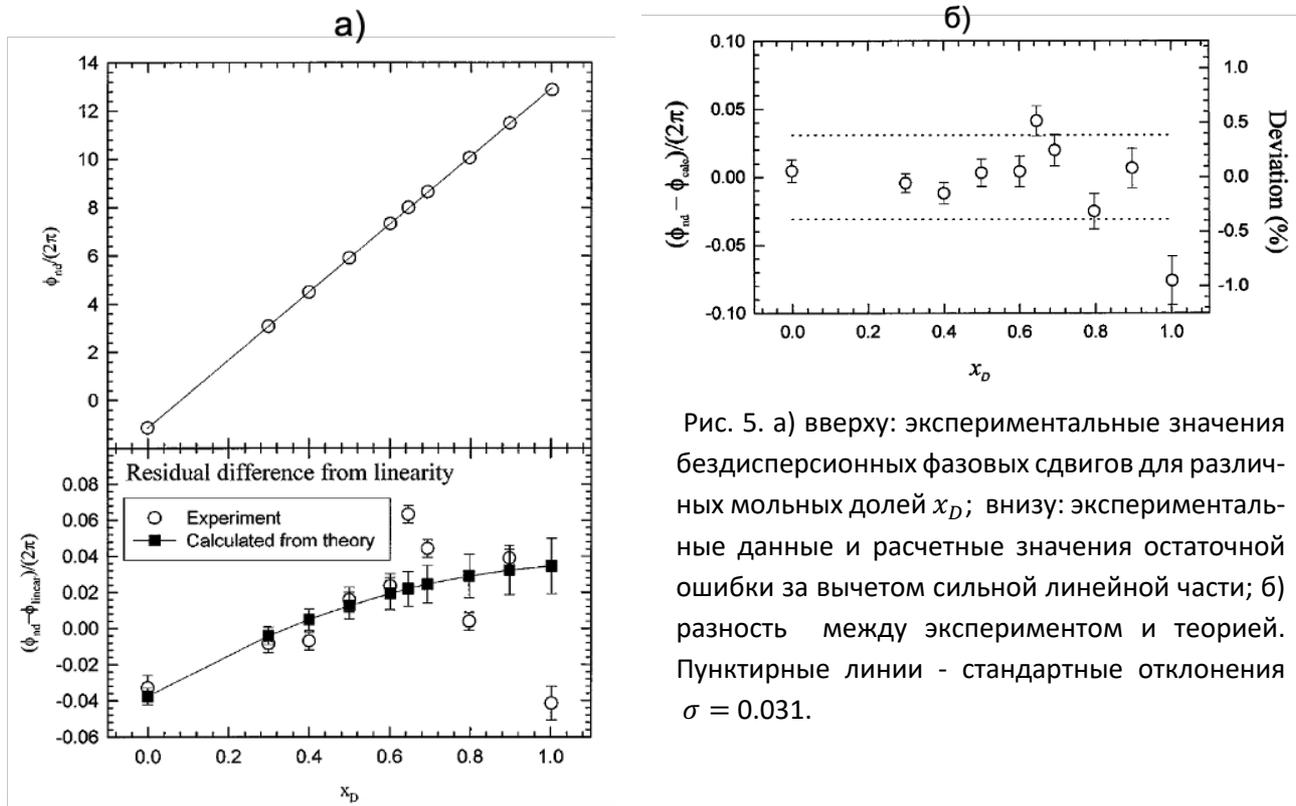


Рис. 5. а) сверху: экспериментальные значения бездисперсионных фазовых сдвигов для различных мольных долей x_D ; внизу: экспериментальные данные и расчетные значения остаточной ошибки за вычетом сильной линейной части; б) разность между экспериментом и теорией. Пунктирные линии - стандартные отклонения $\sigma = 0.031$.

Полученный нами результат (рис. 5а и 5б) показывает отсутствие отклонения от линейной зависимости (12) на величину более 0.7% при уровне достоверности 68%. Отличие экспериментальных значений от значений, рассчитанных по формуле (12) представлено на рис. 5в, где пунктирные линии соответствуют стандартному отклонению $\sigma = 0.031$, рассчитанному из разброса экспериментальных данных, а величины ошибок показывают вклад неопределенности только от статистики счета нейтронов. Это отклонение соответствует максимальной неопределенности 0.4% с уровнем достоверности 68% для значений $x_D = (0.5, 0.8)$. Следовательно, разброс данных является мерой экспериментальной точности, определяемой систематикой, связанной с определением фазы, такой как изменение температуры и механические неточности. Таким образом, проведенный эксперимент не подтверждает наличие отклонения плотности длины рассеяния нейтронов от традиционной теории. Этот отрицательный результат не только имеет важное значение, подтверждая достоверность стандартных экспериментальных методов нейтронного рассеяния, но также устанавливает пределы проявления явлений квантовой запутанности ядер при комнатной температуре.

В третьей главе мы обращаемся к интерферометрии поляризованных нейтронов и ее применению в исследованиях топологических эффектов, возникающих при эволюции спина нейтрона в магнитном поле.

В 1983 г. М.Берри [8] рассмотрел задачу о циклической адиабатической эволюции квантовой системы и открыл, что квантовая система, адиабатически перемещаемая по замкнутому контуру \mathcal{C} в пространстве внешних параметров, возвращается к своему исходному состоянию, но с дополнительным фазовым множителем

$$|\psi(T)\rangle = e^{i\varphi} |\psi(0)\rangle \quad (13)$$

(T - время движения по контуру \mathcal{C}) и помимо известной динамической фазы φ_{dyn} приобретает и дополнительную неинтегрируемую геометрическую фазу $\varphi_B(\mathcal{C})$:

$$\varphi = \varphi_{dyn} + \varphi_B(\mathcal{C}) \quad (14)$$

Динамическая фаза

$$\varphi_{dyn} = \int_0^T \langle \psi(t) | H(t) | \psi(t) \rangle dt \quad (15)$$

несёт информацию о продолжительности эволюции, а геометрическая фаза $\varphi_B(\mathcal{C})$ - информацию о геометрии контура \mathcal{C} . Отличительная черта геометрических фаз состоит в том, что эти фазы не связаны с силами, действующими на квантовую систему, а связаны с топологией самого пространства. Фаза Берри (геометрическая фаза), на которую удивительным образом не обращали внимания более полувека, обеспечивает более глубокое понимание геометрической структуры квантовой механики, а также приводит к различным наблюдаемым эффектам. Она стала центральной объединяющей концепцией в квантовой механике с приложениями в самых разных областях: химии, физике конденсированного состояния, оптике, квантовой механике и квантовой электродинамике [9]. В принципе, измерение дополнительной геометрической фазы является очевидной интерферометрической задачей [8]: вводя в один из пучков

интерферометра циклически изменяющееся по направлению магнитное поле и сравнивая набранную фазу с фазой, набранной в другом пучке куда введено постоянное по направлению магнитное поле, можно непосредственно измерить вклад геометрической фазы. Однако, экспериментальная реализация этой идеи оказалась очень сложна, т.к. условие адиабатичности, обеспечивающее «привязку» спина к вращающемуся магнитному полю требует, чтобы частота вращения магнитного поля \mathbf{B} была значительно меньше частоты Ларморовской прецессии $\omega_L = \gamma_n |\mathbf{B}|$ нейтрона в этом поле. В результате последней набирается динамическая фаза $\varphi_{dyn} = \omega_L T$, где T - время движения вектора \mathbf{B} по замкнутому контуру \mathcal{C} . Следовательно, $\varphi_{dyn} \gg \varphi_B(\mathcal{C})$, так что требуется выделить малый вклад геометрической фазы на фоне многократно превосходящей динамической фазы.

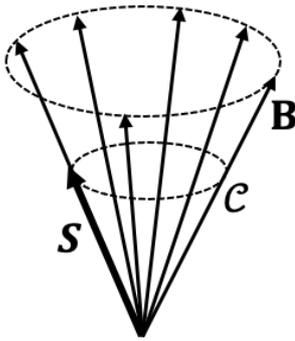


Рис. 6. Адиабатическая эволюция вектора спина \mathbf{S} , следующего за вектором магнитного поля \mathbf{B} .

Для фермионов ($S = 1/2$) геометрическая фаза равна половине телесного угла, образованного контуром \mathcal{C} (рис. 6): $\varphi_B(\mathcal{C}) = -\Omega(\mathcal{C})/2$. В частном случае поля, вращающегося в плоскости (и, таким образом, охватывающем половину полного телесного угла 4π), $\varphi_B(\mathcal{C}) = -\pi$, что равносильно смене знака спинора (см. уравнение (13)) - повороту на «180°» в гильбертовом пространстве состояний, при том что в реальном трехмерном пространстве спин повернулся на 360°. Таким образом, проявляется 4π -симметрия спинорной волновой функции нейтрона. Хотя этот принцип был хорошо известен и глубоко укоренился в квантовой теории, он считался ненаблюдаемым: т.к. наблюдаемой величиной является квадрат волновой функции, то множитель (-1), возникающий при повороте на 2π , исчезает. Однако, он может быть наблюдаем в интерферометрическом эксперименте, который позволяет измерять относительные фазы волн, так что фазовый сдвиг на π проявится как деструктивная интерференция.

Нами предложено решение проблемы выделения малого вклада геометрической фазы $\varphi_B(\mathcal{C})$ на фоне многократно превосходящей динамической фазы $\varphi_{dyn} = \omega_L T$ посредством интерферометрических экспериментов, в которых спин нейтрона претерпевает адиабатическую эволюцию в одинаковых по величине, но противоположных по направлению вращения магнитных полях, помещенных в разные пучки интерферометра, что приводит к исключению вклада динамической фазы в измеряемую разность фаз. Вращающееся магнитное поле создавалось как суперпозиция вертикального градиентного и горизонтального гауссоидального магнитных полей (рис. 7). Вертикальное градиентное магнитное поле \mathbf{H}_{grad} образовывалось двумя идентичными парами противоположно ориентированных постоянных магнитов, а горизонтальные магнитные поля \mathbf{H}_{coil} создавались соленоидальными катушками, расположенными вдоль пучков интерферометра, так что вектора результирующего магнитного поля, $\mathbf{H}_S^{I,II} = \mathbf{H}_{grad} + \mathbf{H}_{coil}^{I,II}$, непрерывно вращаются в вертикальной плоскости на 180° с частотой $\omega_{rot} = \pi v_n / 2L$ (v_n - скорость нейтрона, L - расстояние между пластинами интерферометра). Поскольку каждый луч проходит через отдельную катушку, то изменяя направление токов в катушках и, следовательно, направления полей \mathbf{H}_{coil}^I и \mathbf{H}_{coil}^{II} можно независимо управлять

направлением вращения поля вдоль каждого пучка I и II. Величина магнитных полей в центре катушек составляет около 15 Гс. Градиент магнитного поля составляет около $|\mathbf{H}_{\text{grad}}| = 15 \text{ Гс/см}$ и достаточно однороден по сечению пучка, что важно для сохранения видности интерференционной картины.

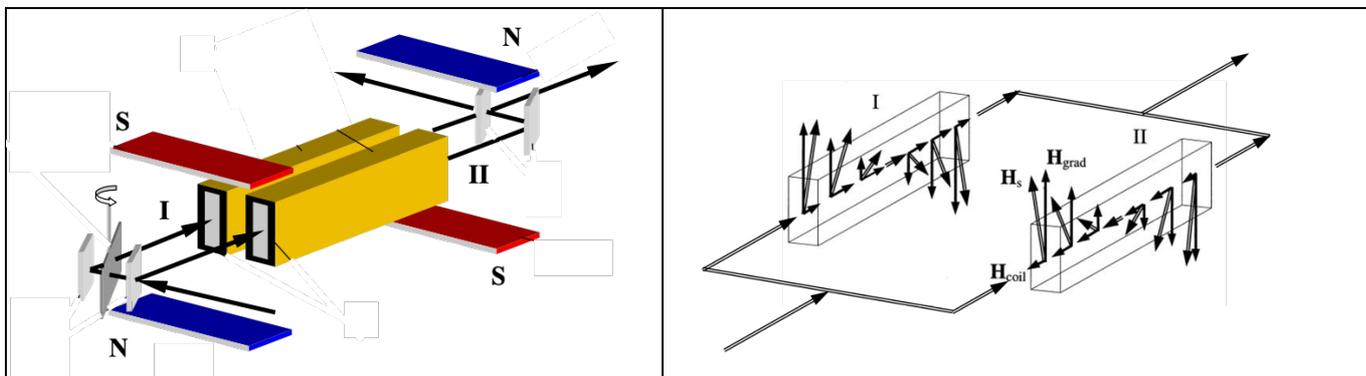


Рис.7. Слева: Экспериментальное устройство для создания вращающихся магнитных полей. Справа: Вращение магнитного поля в результате суперпозиции вертикального и горизонтального магнитных полей: по часовой (I) и против часовой стрелки (II).

Условие адиабатичности $\omega_L/\omega_{rot} \gg 1$ (где $\omega_L = \gamma_n |\mathbf{H}_S|$) выполняется при $|\mathbf{H}_S|L \gg 0.17 \text{ Гс}\cdot\text{м}$. Его выполнение контролировалось измерением зависимости поляризации нейтронного пучка, прошедшего через одну половину этой магнитной системы, от тока катушки (рис. 8): для эксперимента был выбран ток $I = 0.25 \text{ А}$. Суммарное тепловыделение в катушках при этом составило 2 Вт, что обеспечило полное отсутствие дрейфа собственной фазы пустого интерферометра.

Фазовый сдвиг нейтронной волны, распространяющейся во вращающемся магнитном поле, равен

$$\Phi_{\pm} = \omega_L T \pm \frac{\Omega}{2} = \varphi_L \pm \frac{\Omega}{2} \quad (16)$$

где знаки (\pm) соответствуют противоположным направлениям вращения поля.

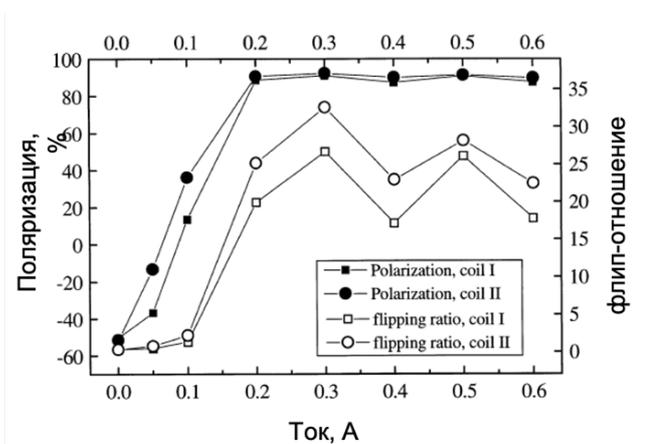


Рис. 8. Поляризация и флип-отношение нейтронного пучка в зависимости от тока в катушке. Поляризация падающего пучка $P_0 \approx 98\%$.

Нейтронно-интерферометрический эксперимент проводился с пучком неполяризованных нейтронов. Фазовый сдвиг (16) вычисляется из сдвига интерференционных полос, описываемых функцией

$$I(\Delta\Phi) = I_0[1 + V_0 \cos(\Delta\Phi)] , \quad \Delta\Phi = \Delta\beta(\delta) + \frac{\Omega}{2} + \varphi_0 \quad (17)$$

Здесь $\Delta\beta(\delta)$ это фазовый сдвиг, вводимый фазосдвигающей пластинкой, φ_0 - начальный фазовый сдвиг в пустом интерферометре и V_0 - видность интерференционных полос. Зарегистрированные интенсивности (рис. 9), аппроксимированные функциями (17) измерялись для трех различных ориентаций полей катушек ($\uparrow\downarrow$, $\uparrow\uparrow$ и $\downarrow\uparrow$) для каждого углового положения δ фазосдвигающей пластинки.

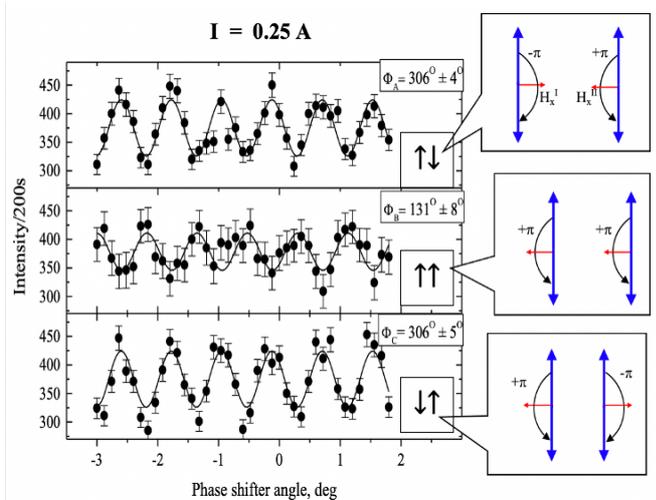


Рис. 9. Интерференционные картины, зарегистрированные для различных ориентаций полей катушек ($\uparrow\downarrow$, $\uparrow\uparrow$ и $\downarrow\uparrow$) при $I = 0.25A$.

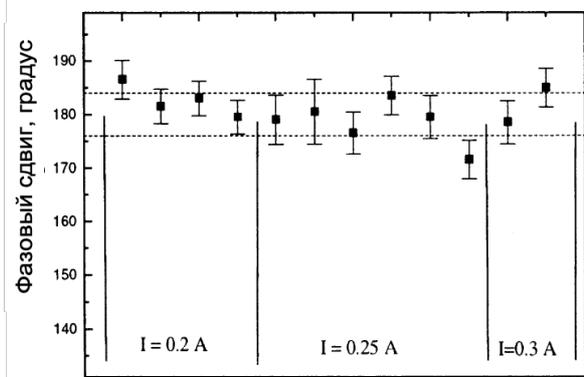


Рис. 10. Результаты 12 измерений для различных токов через катушки при относительном вращении поля на 360° .

Как следует из (16), фаза, набираемая нейтронной волной, распространяющейся через вращающееся магнитное поле, является суммой динамической фазы φ_L и фазы, возникающей в результате пространственной эволюции вектора спина $\Delta\varphi = \Omega/2$. Следовательно, разность фаз между пучками I и II интерферометра $\Phi_+ - \Phi_- = 2\Delta\varphi$ и не зависит от значения φ_L , если динамические фазовые сдвиги для обоих пучков интерферометра равны: $\varphi_L^I = \varphi_L^{II}$. Экспериментально наблюдаемая разность фаз для противоположных направлений поля в катушках представлена на рис. 10. Эти данные были получены для противоположных направлений поля катушки, когда относительный эффект вращения составляет $|\Omega| = 2\pi$. Тогда, согласно формуле (16), ожидаемая разность фаз должна составлять $\pm \pi$ относительно случая, когда вращающееся магнитное поле отсутствует ($\Omega = 0$). Такой «нулевой эксперимент» невозможен в нашем случае из-за использования градиентного поля, создаваемого постоянными магнитами. Однако, эксперимент с обоими полями, вращающимися в одном и том же направлении $\mathbf{H}_{coil}^I = \mathbf{H}_{coil}^{II}$, дает тот же относительный эффект как $\Omega = 0$, то есть такой же результат, что и «нулевой эксперимент».

Границы погрешностей на рис. 10 показывают вклад неопределенности только от нейтронной статистики, а горизонтальные пунктирные линии представляют одно стандартное отклонение ($\sigma = \pm 0.34$) вычисленное из разброса этих экспериментальных данных. Видно, что значение σ соответствует уровням погрешностей, вычисленным на основе Пуассоновской статистической ошибки счета нейтронов, что означает, что на этом уровне точности нет какого-либо другого источника ошибок. Таким образом, разброс данных является мерой экспериментальной точности, определяемой общей стабильностью фазовых измерений. Отсутствие какой-либо зависимости от тока (магнитного поля) ясно иллюстрирует полностью топологическую природу наблюдаемого эффекта - результат зависит только от истории эволюции направления спина и не зависит от фактического значения магнитного поля и магнитного момента нейтрона. Таким образом, мы приходим к окончательному выводу, что при вращении на 360° период спинорной волновой функции нейтрона составляет:

$$\Delta\varphi = \Phi_+ - \Phi_- = (180.4 \pm 4.0 \pm 1.2)^\circ \quad (20)$$

где неопределенности представляют собой систематические и статистические ошибки, соответственно. Это полностью подтверждает предсказанную квантовой механикой 4π -симметрию волновой спинорной функции фермионов.

Со временем концепция геометрической фазы, сформулированная для адиабатической циклической эволюции получила дальнейшее развитие и была обобщена на неадиабатическую циклическую и адиабатическую нециклическую эволюции. Ааронов и Анандан [9] рассмотрели этот подход и перенесли акцент с изменений в окружении квантовой системы на движение самой квантовой системы, так что замкнутый цикл \mathcal{C} совершают не параметры гамильтониана, а сам гамильтониан, т.е. $H(T) = H(0)$. Например, в случае спина в магнитном поле, геометрическая фаза связана с движением вектора спина нейтрона, а не с движением вектора магнитного поля.

Когда квантовая система претерпевает циклическую эволюцию, начальная ψ_0 и конечная ψ волновые функции отличаются лишь ненулевым комплексным множителем, аргументом которого является фаза, приобретенная в ходе эволюции (формула (13)). Однако, в нециклической эволюции начальное и конечное состояния различны и определение разности фаз между ψ_0 и ψ нетривиально. В 1953 г. Панчаратнам [10] рассмотрел интерференцию световых волн с различающейся поляризацией и показал, что такая фаза равна аргументу скалярного произведения начальной и конечной волновых функций (связность Панчаратнама). Мы провели нейтронно-интерферометрический эксперимент, где впервые наблюдали нециклическую спинорную эволюцию в статических магнитных полях. Если тепловые нейтроны, имеющие скорость v_0 и в поляризационном состоянии $\psi_0 = \cos(\theta/2) |z\rangle + \sin(\theta/2) |-z\rangle$, проходят через область магнитного поля \mathbf{B}_z , протяженностью l , то вектор спина \mathbf{s} вращается на угол $\varphi_L = \gamma_n |\mathbf{B}_z| l / v_0$ вокруг оси z по конусу с полярным углом θ до положения \mathbf{s}' (рис. 11). Связность Панчаратнама предсказывает фазу Φ и амплитуду \mathcal{A} результирующей волны $\mathcal{A}e^{i\Phi}$:

$$\text{tg } \Phi = -\text{tg } \frac{\varphi_L}{2} \cos \theta \quad \mathcal{A} = \sqrt{1 - \sin^2 \theta \sin^2 \frac{\varphi_L}{2}} \quad (21)$$

Фаза Φ содержит динамическую составляющую, которая пропорциональна интегралу компоненты магнитного поля вдоль направления спина:

$$\varphi_{dyn} = \int \frac{\mu}{\hbar} \mathbf{s} \cdot \mathbf{B}_z dt = -\frac{\varphi_L}{2} \cos \theta \quad (22)$$

и геометрическую составляющую $\Phi_G = \Phi - \varphi_{dyn} = -\Omega/2$, где Ω - телесный угол на спиновой сфере, определяемый замкнутым контуром $(L + G)$, состоящим из дуги L , образующейся на основании конуса с углом θ при прецессии вектора спина из \mathbf{s} в \mathbf{s}' , и из наиболее короткой геодезической линии проходящей через концы дуги L , т. е. дугой G на диаметре сферы (рис. 11).

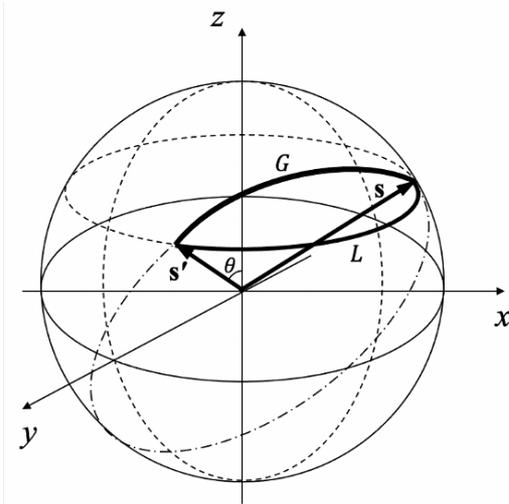


Рис. 11. Телесный угол Ω на спиновой сфере, определяемый замкнутым контуром $(L + G)$, состоящим из кривых L (образующейся на основании конуса с углом θ) и G (дугой на диаметре сферы).

Амплитуда \mathcal{A} равна единице для циклических эволюций в которых конечный спин \mathbf{s}' совпадает с начальным спином \mathbf{s} . Это имеет место при $\theta = 0^\circ$ или 180° для любых углов прецессии φ_L и при любых θ для целого числа оборотов вектора спина вокруг оси z (см. формулу (21)). Нециклическая фаза Φ и амплитуда \mathcal{A} измеряются по относительному сдвигу и снижению видности между интерференционной картиной, зарегистрированной посредством изменения фазы χ , вносимой фазосдвигающей пластиной, при $\mathbf{B}_z = 0$

$$I(\chi, \varphi_L = 0) \propto D + \cos \chi \quad (23)$$

и интерференционной картиной, зарегистрированной при $\mathbf{B}_z \neq 0$:

$$I(\chi, \varphi_L) \propto D + \mathcal{A} \cos(\chi + \Phi) \quad (24)$$

Схема эксперимента представлена на рис. 12. Пучок нейтронов с длиной волны 2\AA освещал совершенный кристалл интерферометра, вырезанный в кососимметричной геометрии, который помещался в ведущее вертикальное магнитное поле $B_0 \approx 45$ Гс, создаваемое постоянными магнитами. Мощность, выделяемая на катушке 4 составляла около 1.4 Вт при $I_z = 2\text{A}$ и снималась посредством водяного охлаждения от термостата; температура катушки поддерживалась равной температуре окружающей среды с помощью замкнутого контура охлаждения с обратной связью. Измерения проводились для θ равных 0° , 70.5° , 90° , 109.5° и 180° . Во время каждого измерения ток I_z и, следовательно, угол прецессии спина φ_L

поддерживался постоянным. Для каждого положения фазосдвигающей пластинки δ последовательно измерялись интенсивности О-пучка для двух заданных значений θ и θ_R .

Таким образом, одновременно регистрировались две интерференционные картины для двух падающих состояний θ (70.5° , 90° , 109.5° или 180°) и $\theta_R = 0$ (или $\theta_R = 180^\circ$). Такой метод набора данных устранял возможный дрейф начальной фазы. Фазовые сдвиги, намного превышающие экспериментальные ошибки, были обеспечены выбором $\theta_R = 180^\circ$ для $\theta = 0$ и 70.5° , но $\theta_R = 0$ для $\theta = 90^\circ$ и 109.5° . Результаты эксперимента показаны на рис. 13. Фазы и амплитуды для четырех пар $(\theta; \theta_R)$ совпадают с теорией (сплошные кривые) в пределах экс-

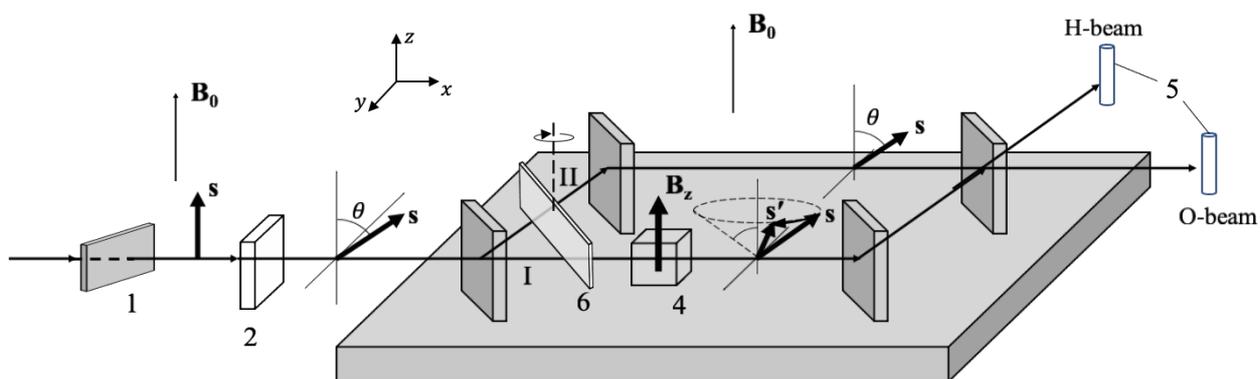


Рис. 12. Схема эксперимента. 1 - поляризатор, 2 - флиппер, 3 - кристалл интерферометра, 4 - катушка, создающее поле B_z , 5 - детекторы, 6 - фазосдвигающей пластинка.

периментальной погрешности. Разность фаз между состояниями $\theta = 0$ и $\theta_R = 180^\circ$ равна $(-\varphi_L)$ (рис. 13а); разности фаз для углов 70.5° , 90° и 109.5° также воспроизводят предсказанные нелинейные зависимости.

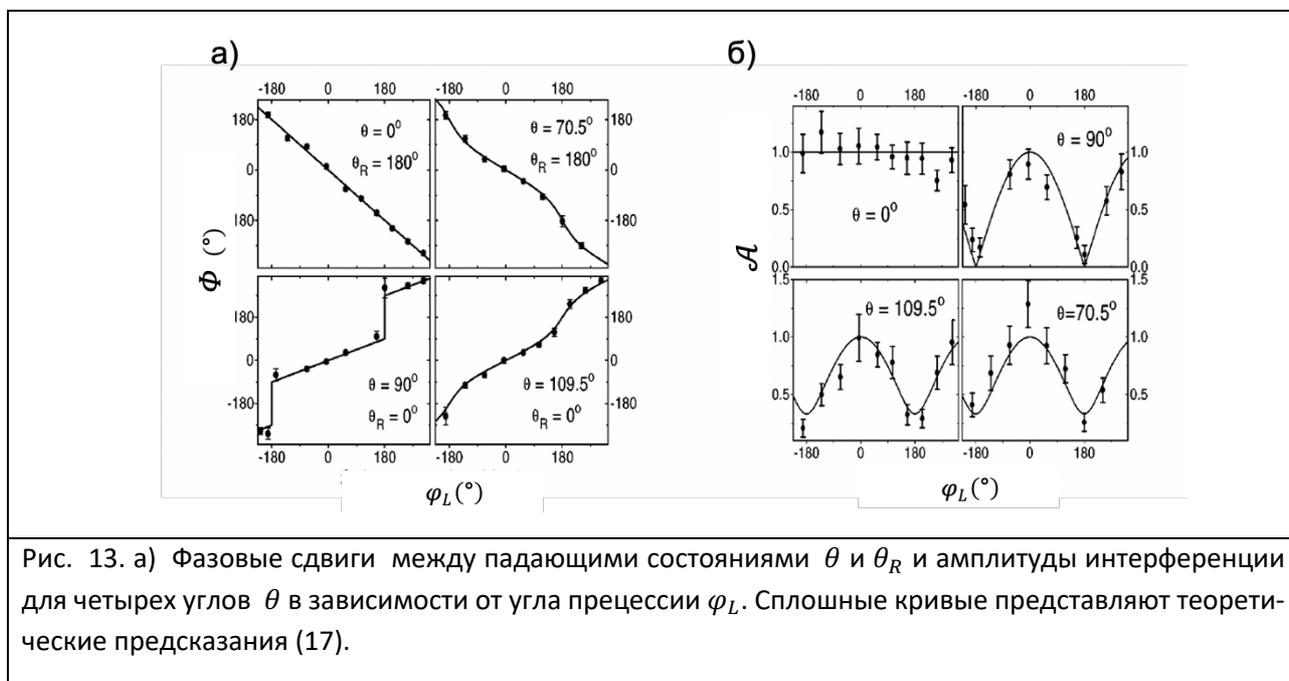


Рис. 13. а) Фазовые сдвиги между падающими состояниями θ и θ_R и амплитуды интерференции для четырех углов θ в зависимости от угла прецессии φ_L . Сплошные кривые представляют теоретические предсказания (17).

В четвертой главе рассматривается метод нейтронной спин-эхо спектроскопии (НСЭ) [11]. Схема НСЭ спектрометра представлена на рис. 14. Пучок поляризованных

немонохроматических нейтронов последовательно проходит через две чётко определенные области однородного магнитного поля I и II протяженностью L_1 и L_2 с полями B_1 и B_2 , направленными вдоль и против оси x . Границы этих областей определяются катушками Φ_1 и Φ_2 ($\pi/2$ -флипперами), вращающими спин на 90° : при прохождении через $\pi/2$ - флиппер Φ_1 направление спина резко изменяется с $S \parallel x$ на $S \perp z$, что инициирует прецессию в поперечном поле. Вторым $\pi/2$ - флиппер Φ_2 на расстоянии L_1 (L_2) от первого резко останавливает прецессию, изменяя направление спина с $S \perp z$ на $S \parallel x$. В результате прецессия спина в областях I и II происходит в противоположных направлениях.

Рассмотрим принцип действия НСЭ спектрометра в квазиклассическом приближении в котором спин нейтрона описывается спиновой волновой функцией, но движение его рассматривается в пределе геометрической оптики ($\lambda \rightarrow 0$), т.е. по классическим траекториям.

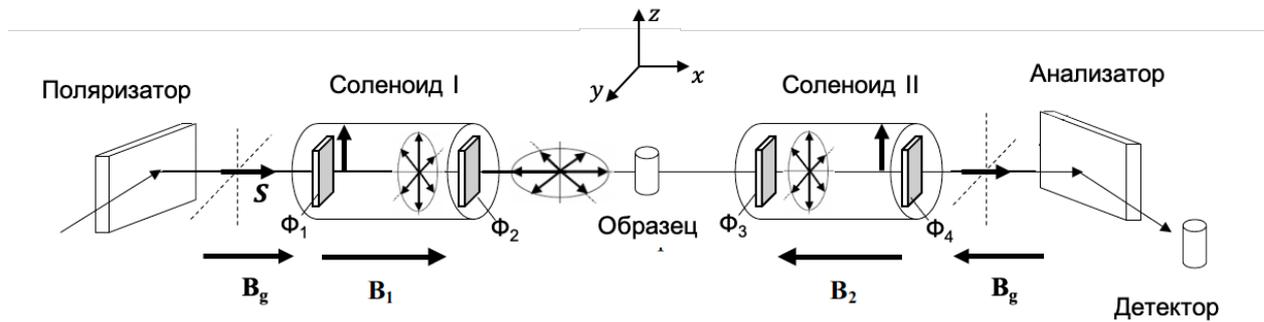


Рис. 14. Схема спин-эхо спектрометра.

Поляризационное состояние нейтрона, оказавшегося в поперечном магнитном поле B после неадиабатического поворота спина на $\pi/2$ посредством флиппера Φ_1 (рис. 14), описывается как когерентная суперпозиция двух волн, соответствующих собственным состояниям спина $|\uparrow\rangle$ и $|\downarrow\rangle$, направленных параллельно и антипараллельно магнитному полю B :

$$\psi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} |\uparrow\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} |\downarrow\rangle \quad (25)$$

В силу закона сохранения энергии полная энергия нейтрона $E_0 = m_n v_n^2 / 2$ при попадании в область магнитного поля не изменяется, так что возникновение потенциальной Зеемановской энергии $E_{\uparrow,\downarrow} = \mp \mu B$ для состояний спина $|\uparrow\rangle$ и $|\downarrow\rangle$ приводит к увеличению и уменьшению кинетической энергии

$$\frac{m_n v_{\uparrow}^2}{2} = E_0 + \mu B \quad \frac{m_n v_{\downarrow}^2}{2} = E_0 - \mu B \quad (26)$$

и к изменению скорости распространения волн, соответствующих собственным состояниям спина (для $\mu B \ll E_0$):

$$v_{\uparrow,\downarrow} = v_0 \pm \frac{\mu B}{m_n v_0} \quad (27)$$

Время, требуемое нейтронным волнам для прохождения области поля [12]:

$$t_{\uparrow,\downarrow} = \frac{L}{v_{\uparrow,\downarrow}} = \frac{L}{v_0} \mp \frac{\hbar\gamma_n BL}{m_n v_0^3} = t_0 \mp \frac{\tau_{NSE}}{2} \quad (28)$$

где τ_{NSE} так называемое спин-эхо время (поскольку имеет размерность времени)

$$\tau_{NSE} = \frac{\hbar\gamma_n BL}{m v_n^3} = \frac{m^2}{2\pi\hbar^2} \gamma_n BL \lambda^3 \quad (29)$$

и является величиной, характеризующей разрешение НСЭ спектрометра: две волны приходят на образец с задержкой τ_{NSE} , которая является реальной физической временной задержкой между двумя волнами на образце. Поляризация регистрируемого на выходе НСЭ спектрометра нейтронного пучка определяется произведением амплитуд этих двух волн и дает временную корреляционную функцию рассеяния $S(\mathbf{Q}, \tau_{NSE})$ [12], которая является Фурье преобразованием функции рассеяния $S(\mathbf{Q}, \omega)$, характеризующей рассеяние на образце (\mathbf{Q} - вектор переданного импульса):

$$\int S(\mathbf{Q}, \omega) \cos \omega \tau_{NSE} d\omega = S(\mathbf{Q}, \tau_{NSE}) \quad (30)$$

в то время как традиционные методы квазиупругого рассеяния нейтронов измеряют преобразование Фурье от $S(\mathbf{Q}, t)$, то есть закон рассеяния $S(\mathbf{Q}, \omega)$, который определяется из двойного дифференциального сечения рассеяния $d^2\sigma/d\Omega^2$.

Следует отметить кубический характер зависимости τ_{NSE} от длины волны нейтронов λ : разрешение НСЭ спектрометра очень быстро растет при переходе к использованию более холодных нейтронов. Неупругое рассеяние на образце приводит к изменению кинетической энергии нейтронов на величину $\Delta E = \hbar\omega = m v_n \Delta v$, где Δv - изменение скорости нейтронов при рассеянии. Для малых передач энергии $\hbar\omega \ll E_0$ ($\Delta v \ll v_0$) и относительное энергетическое разрешение НСЭ спектрометра

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\Delta v}{v_n} = \frac{2\varphi v_n}{\gamma_n BL} = \frac{2\hbar}{m} \frac{\varphi}{\gamma_n BL} \cdot \frac{1}{\lambda} \quad (31)$$

достигает $4 \cdot 10^{-6} / \lambda$ без каких-либо серьезных ограничений на монохроматичность падающего пучка (около 20%). Таким образом, относительное разрешение НСЭ метода на 3 порядка выше чем разрешение традиционных дифференциальных методов нейтронной спектроскопии. Для нейтронов с $\lambda = 10 \text{ \AA}$, разрешение составляет 1 нЭв, что, например, соответствует очень медленной динамике полимерных цепей – движению со скоростью около 3см/сек.

НСЭ спектрометр отличается от традиционных приборов нейтронного рассеяния чрезвычайно высокой светосилой. Физическая причина этого лежит в использовании эффекта Ларморовской кодировки. Суть его заключается в том, что прецессия спина нейтрона играет роль "часов", которые несёт с собой каждый нейтрон: при этом вектор спина является "стрелкой" этих «часов». Частота вращения стрелки этих «Ларморовских часов» - частота Ларморовской прецессии $\omega_L = \gamma_n |\mathbf{B}|$ зависит только от величины магнитного поля в котором находится нейтрон [13]. Старт-стоп Ларморовских часов осуществляется при входе-выходе из области прецессии. Таким образом, определение скорости нейтрона может быть осуществлено посредством считывания *изменения показаний* Ларморовских часов $t_c = L/v_n$ в результате

прохождения через область поля известной длины L , в то время как знания самого времени входа-выхода не требуется.

В общем случае распространения нейтронов через область магнитного поля с напряженностью B под углом α к горизонтальной оси (рис. 15), полный угол прецессии φ (время, показываемое «Ларморовскими часами» каждого нейтрона) и поляризация выходящего пучка определяются как

$$\varphi = \omega_L t_c = \left(\gamma_n \int_L B dl \right) \frac{L}{v_n} \quad (32)$$

и

$$P_z^{out} = P_0 \left[1 + \cos \left(\gamma_n \int_L B dl \right) \frac{m_n \lambda}{h} \right] \quad (33)$$

Особенно важным является то, что каждый нейтрон в пучке несёт свои собственные «Ларморовские часы» и таким образом индивидуален. При использовании монохроматоров любого типа, которые выбирают из нейтронного пучка нейтроны в желаемом диапазоне скоростей (монохроматизация пучка), селектированные ими нейтроны являются частью "нейтронной толпы" и не имеют индивидуальности. Аналогичная ситуация имеет место и при использовании коллиматоров, которые выбирают из широко расходящегося нейтронного пучка нейтроны в желаемом диапазоне направлений (коллимация пучка).

Рассмотрим два предельных случая распространения поляризованного пучка через область магнитного поля (рис. 15).

1. *Немонохроматический* ($\Delta\lambda/\lambda \approx 1$), но *коллимированный* (слабо расходящийся) нейтронный пучок $K_1 - K_2$: в этом случае конечное время, показываемое «Ларморовскими часами», зависит только от λ , и мы имеем дело с Ларморовской кодировкой длины волны.
2. *Монохроматический* ($\Delta\lambda/\lambda \ll 1$), но *неколлимированный* (т.е. расходящийся) нейтронный пучок $M_1 - M_2$: в этом случае конечное время, показанное «Ларморовскими часами» зависит только от угла α , и мы имеем дело с Ларморовской кодировкой угла.

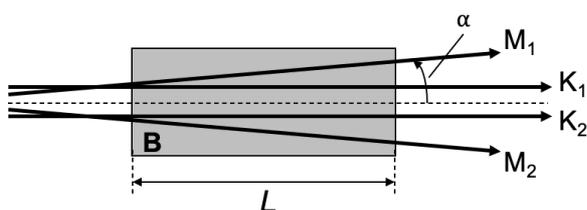


Рис. 15. Распространения нейтронного пучка через область магнитного поля.

Таким образом, объяснение принципов работы НСЭ спектрометров может быть дано на основании эффекта Ларморовской кодировки, т.е. в классическом приближении, в котором нейтрон рассматривается как классическая частица, движущаяся по определенной траектории. При этом вектор спина является "стрелкой" «Ларморовских часов», а частота её вращения равна которой частоте Ларморовской

прецессии ω_L . Эти соображения лежат в основе разработанного нами метода моделирования динамики спина нейтронов при их распространении в нестационарных магнитных полях, который был запрограммирован в специальном модуле и интегрирован в программный пакет для моделирования нейтронных инструментов VITESS [14]¹, что открыло возможность

¹ Вся работа по программированию модулей для VITESS была осуществлена С.А. Маношиным в рамках его диссертационной работы в Институте Гана-Майтнер (Берлин) и последующей работы в ЛНФ ОИЯИ.

моделирования практически всех инструментов, использующих поляризованные нейтроны. Основная идея, лежащая в основе нашего подхода состоит в том, чтобы разделить пространство длиной a , заполненное зависящим от времени магнитным полем $\mathbf{B}(t)$, на большое количество N последовательных тонких слоев толщиной a/N (рис. 16а). Величина и направление магнитного поля в каждом слое являются постоянными, но изменяются при переходе от слоя к слою. Фаза прецессии спина нейтрона в каждом слое вычисляется как $\gamma_n BLa/v_n$. Вычисленные таким образом выходные компоненты спина нейтрона после прохождения через k -ый слой, используются как входные компоненты вектора спина для вычислений в следующем $(k + 1)$ -ом слое:

$$\{s_k^i\}_{out} = \{s_{k+1}^i\}_{in}, \quad i = x, y, z; \quad k = 1, \dots, N - 1 \quad (34)$$

Таким образом, последовательно вычисляются компоненты вектора спина в процессе прохождения через все слои. Результат, полученный для последнего слоя, дает компоненты вектора спина нейтрона $\{s_N^i\}_{out}$, прошедшего через всю область магнитного поля. В следующей итерации число слоев увеличивается вдвое и вычисления повторяются. Итерационный процесс прекращается, когда величины всех трёх компонент спина нейтрона, перестанут зависеть от N (рис. 16б).

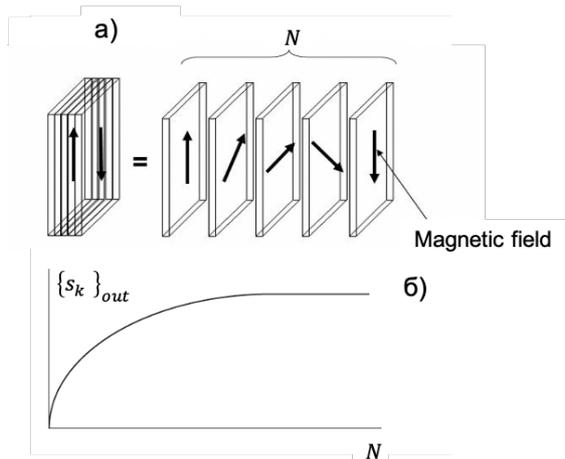


Рис. 16. а) Представление области поля с N слоями. (б) Величина моделируемых исходящих компонент спина в зависимости от числа N .

Поскольку моделирование осуществляется для большого количества нейтронов, представляющих весь нейтронный пучок, то вычисляемыми величинами являются три компоненты (P_x, P_y, P_z) поляризации нейтронного пучка. Если магнитное поле не является однородным, то каждый слой в свою очередь разбивается на столь малые конечные элементы, что в каждом из них магнитное поле практически является постоянным как в пространстве, так и во времени, т.е. каждому конечному элементу соответствует собственный по направлению и величине вектор магнитного поля. Магнитное поле в каждом конечном элементе вычисляется аналитически или импортируется

из внешнего источника (файла). Последний представляет собой либо трехмерную карту магнитного поля, измеренного экспериментально, либо трехмерное распределение поля, вычисленное методом конечных магнитных элементов (FEM) для полей со сложной пространственной конфигурацией посредством специализированных программ.

Проверка описанного выше метода моделирования была проведена посредством сравнения результатов вычисления моделированных и экспериментальных значений компонент вектора поляризации для двух последовательных устройств с вращающимися в плоскости магнитными полями (одно из них показано на рис. 17а). Распределение магнитного поля в реальном устройстве, состоящем из двух ортогональных катушек с уменьшенной плотностью обмотки к их периферии, окруженных рядом μ -металлических пластин было вычислено с

использованием программного пакета MagNet и импортировано в VITESS: моделирование с реальным распределением магнитного поля прекрасно совпадает с экспериментом (рис. 17в).

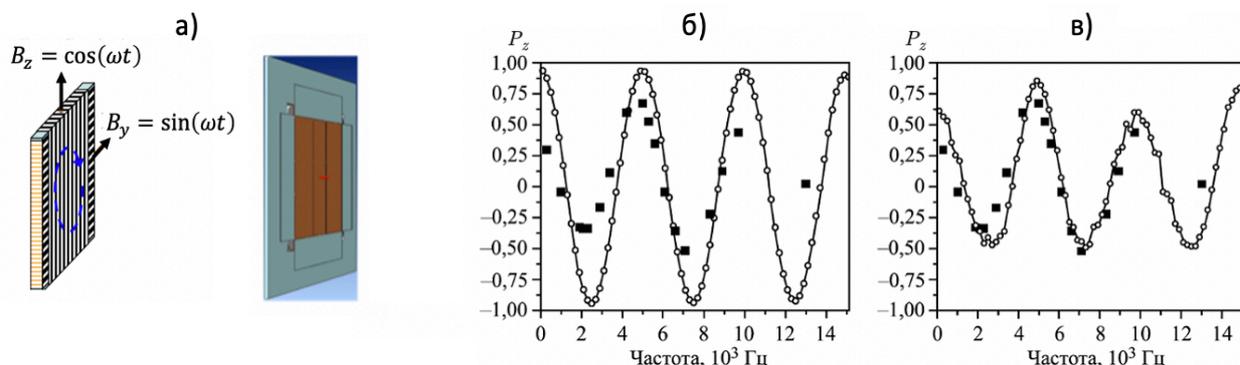


Рис. 17. а) Экспериментальное устройство, состоящее из двух ортогональных соленоидальных катушек и окружающего магнитного экрана. б) Частотная зависимость P_z поляризации (черные квадраты) в сравнении с VITESS моделированием для идеального вращающегося магнитного поля и в) рассчитанным программой MagNet .

Моделирование инструментов нейтронного рассеяния методом Монте-Карло в настоящее время является неотъемлемой частью процесса проверки концепций новых установок, когда аналитическая оценка параметров инструментов не представляется возможной.. Таким образом, мы впервые создали возможность моделирования любых инструментов, использующих поляризованные нейтроны.

В пятой главе, основываясь на концепции Ларморовской кодировки как принципа работы НСЭ спектрометров, предложены и экспериментально реализованы два новых типа НСЭ спектрометров: на основе вращающихся и на основе градиентных во времени магнитных полей.

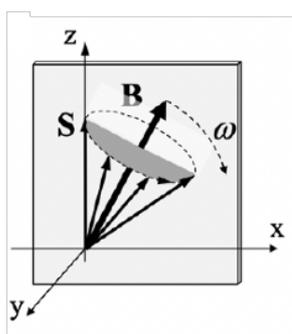


Рис. 18. Вращатель спина

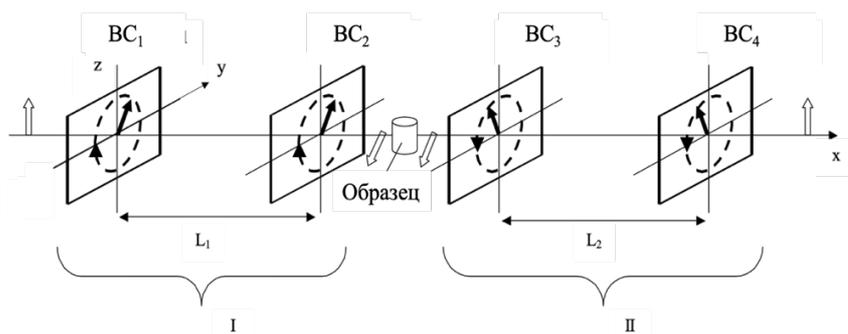


Рис. 19. Схема НСЭ спектрометра на основе вращающихся магнитных полей.

Основным элементом НСЭ спектрометра на основе вращающихся магнитных полей (ВМП НСЭ) является вращатель спина, представляющий собой тонкую область вращающегося магнитного поля \mathbf{B} , перпендикулярную направлению распространения поляризованного вдоль оси OZ нейтронного пучка (рис. 18). Если амплитуда магнитного поля удовлетворяет условиям π -флипа, т.е. вектор спина нейтрона совершает Ларморовскую прецессию на пол-оборота во время распространения нейтрона через область магнитного поля, то в результате

прецессии вектор спина возвращается в плоскость YZ , магнитного поля, так что имеет место «отражение» вектора спина относительно вектора \mathbf{B} . Рассматривая вектор спина \mathbf{S} как стрелку Ларморовских часов можно сказать, что она вращается вдвое быстрее, чем вектор магнитного поля \mathbf{B} . Пользуясь такими вращателями спина, можно построить ВМП НСЭ спектрометр (рис. 19). Во время распространения нейтрона в свободной от поля области между вращателями спинов пространственное направление спина нейтрона, вышедшего из BC_1 не изменяется, в то время как вектор магнитного поля $\mathbf{B}(t)$ в BC_2 вращается. После прецессии в BC_2 нейтрон покидает плечо I , образуя угол $\Phi_I = 2\omega L_1/v_n$, с вектором $\mathbf{B}(t_1)$, т.е. угол полной прецессии спина после распространения через пару спиновых поворотов не зависит от начального угла α_1 , а только от скорости нейтрона. Следовательно, пара вращателей спина $BC_1 - BC_2$ работает как Ларморовские часы, показания которых зависят только от скорости нейтронов, а $J = 2\omega L_1$ соответствует интегралу по полю в обычном НСЭ спектрометре.

Аналогично, распространение через вторую пару вращателей спина $BC_3 - BC_4$ (плечо II , рис. 19) с противоположным направлением вращения магнитного поля приводит к противоположному углу прецессии спина $\Phi_{II} = -2\omega L_2/v_n$. Для $L_1 = L_2$ Ларморовское время после прохождения через плечо I полностью компенсируется за счет прохождения через плечо II и полный угол прецессии спина нейтрона $\Phi_I + \Phi_{II} = 0$, так что поляризация нейтронного пучка восстанавливается (рис.20) (спин-эхо фокусировка). Изменение энергии нейтрона $\Delta E = \hbar\omega_{NSE}$, вызванное рассеянием в образце, приводит к различию времен распространения, Δt , между вращателями спина в плечах I и II , так что $\Phi_I + \Phi_{II} \neq 0$. Это проявляется как поворот выходящего из BC_4 вектора спина относительно оси OZ и, как следствие, уменьшение поляризации P_z выходящего нейтронного пучка (нескомпенсированные или сверхкомпенсированные показания Ларморовских часов в плечах I и II):

$$P_z = \cos[2\omega \cdot \Delta t] = \cos\left(2\omega L_1 \frac{\Delta v}{m_n v^2}\right) \quad (35)$$

Используя $\Delta E \approx m_n v \Delta v$ ($\Delta v \ll v$), по аналогии с (29) определим спин-эхо время, характеризующее разрешение ГМП НСЭ спектрометра:

$$\tau_{\text{ВМП НСЭ}} = \frac{\hbar}{m_n v^3} 2\omega L = \frac{\hbar}{m_n v^3} J \quad (36)$$

Принцип работы ВМП НСЭ спектрометра был подтвержден в эксперименте, который проводился на инструменте MIRA в Центре Хайнца-Майера-Лейбница (MLZ) в Гархинге, Германия на длине волны $\lambda = 9.75 \text{ \AA}$ ($\Delta\lambda/\lambda = 5\%$). Вращающиеся магнитные поля создавались посредством суперпозиции двух ортогональных сдвинутых по фазе на 90° осциллирующих магнитных полей от двух тонких катушек толщиной $d = 3.3$ мм. Для регистрации НСЭ сигнала интеграл поля $2\omega L_2$ во втором плече изменялся посредством смещения вращателя спина BC_4 , т.е. сканированием L_2 вокруг точки симметрии. Были проведены два измерения с частотами $f_1 = 5$ кГц и $f_2 = 10$ кГц. На рис. 21 показаны НСЭ сигналы, зарегистрированные для обеих частот и аппроксимированные функциями, учитывающими спектр падающего пучка $I(\lambda)$:

$$P(L_2 - L_1) = \int_0^\infty I(\lambda) \cos\left(2 \frac{m_n}{h} (L_2 - L_1)\right) d\lambda \quad (39)$$

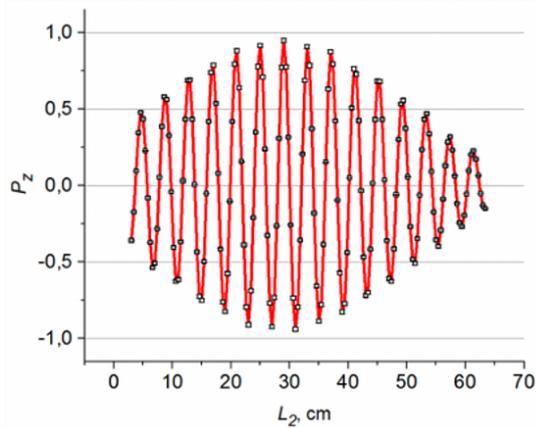


Рис. 20. Смоделированный сигнал ВМП НСЭ для $L_1 = 290$ мм, $\lambda = 9.75$ Å, $f = 5$ кГц. Сплошные кривые соответствуют уравнению (35).

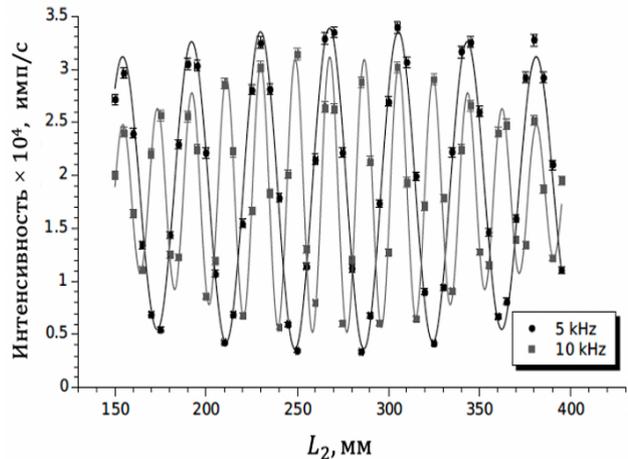


Рис. 21. Сигналы НСЭ ВМП для частот 5 кГц и 10 кГц. Сплошные линии - теоретические кривые (37).

Используя три вращателя спина с противоположными направлениями вращения магнитных полей, впервые экспериментально реализован тройной бутстрап. Это позволяет трехкратное увеличение верхнего предела разрешающей способности ВМП НСЭ спектрометра при сохранении рабочей частоты на уровне, дающем высокую поляризацию выходящего нейтронного пучка (рис. 22).

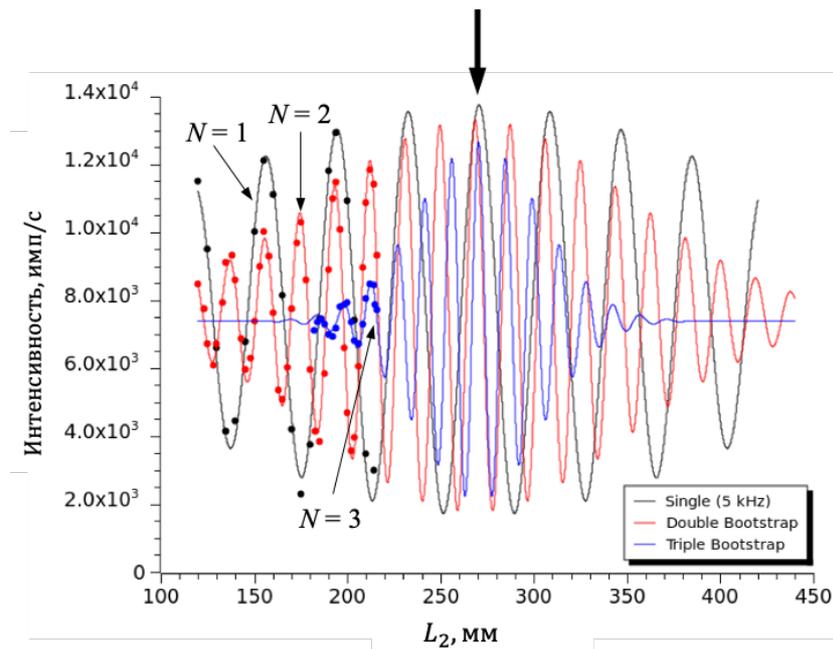


Рис. 22. Измеренные одинарный, двойной и тройной бутстрап-сигналы на частоте 5 кГц. «Точки симметрии» показаны стрелкой. Экспериментальные ошибки не превышают размеров точек на графиках.

Посредством описанного выше метода моделирования динамики спина нейтрона в вращающихся магнитных полях, получена оценка верхнего предела разрешения: времена Фурье достигают 10 нс при высокой поляризации выходящего нейтронного пучка. Показано, что вследствие использования вращающихся магнитных полей без присутствия статического поля

нижний предел разрешения практически отсутствует и достижимы очень короткие времена Фурье около 0.1 пс, необходимые для исследования быстрой динамики. Также продемонстрирована возможность коррекции неоднородности эффективного интеграла по полю в ВМП НСЭ спектрометре.

В НСЭ спектрометре на основе градиентных во времени магнитных полей (ГМП НСЭ) вращателями спина являются области линейно зависящего от времени магнитного поля (рис. 23), так что частота прецессии во вращателях спина неодинакова и, более того, меняется в течении времени пролёта нейтрона через них. Если нейтрон входит в вращатель спина А с магнитным полем $B_1(t) = \dot{B}_1 \cdot t$ в момент времени t_A , то фаза Ларморовской прецессии, набранная в результате распространения через магнитное поле, равна

$$\varphi_A(t_A, \tau) = \gamma_n \int_{t_A}^{t_A + \tau_1} \dot{B}_1 t dt = \gamma_n \dot{B}_1 t_A \tau_1 + \gamma_n \dot{B}_1 \frac{\tau_1^2}{2} \quad (38)$$

где $\tau_1 = a/v_1$ время пролета нейтрона со скоростью v_1 через область магнитного поля длиной a .

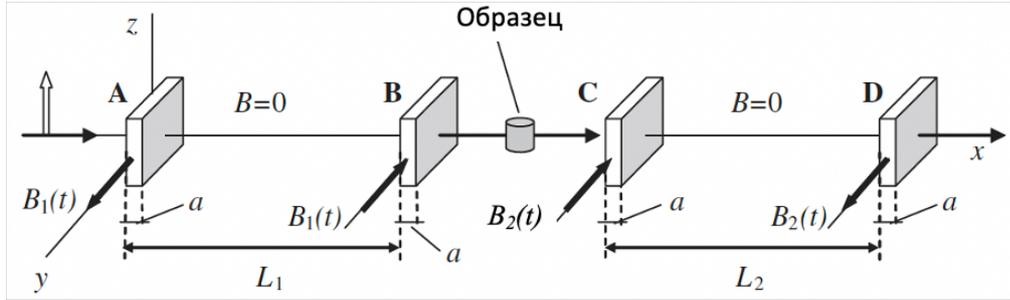


Рис. 23. Схема ГМП НСЭ спектрометра

Нейтроны попадают в вращатель спина В через время пролета $T_1 = L_1/v_1$, так что фаза, которую они приобретают в результате распространения через вращатель спина В, равна

$$\varphi_B(t_A, \tau) = -\gamma_n \int_{t_A + T_1}^{t_A + T_1 + \tau_1} \dot{B}_1 t dt = -\gamma_n \dot{B}_1 (t_A + T_1) \tau_1 - \gamma_n \dot{B}_1 \frac{\tau_1^2}{2} \quad (39)$$

и полная фаза прецессии спина после прохождения нейтрона через области А и В (плечо I)

$$\Phi_I = \varphi_A(t_A, \tau) + \varphi_B(t_A, \tau) = -\gamma_n \dot{B}_1 T_1 \frac{L_1 a}{v_1 v_1} = -\gamma_n \dot{B}_1 T_1 \tau_1 \quad (40)$$

Фаза Φ_I не зависит от времени t_A прибытия нейтрона к вращателю спина А, а зависит только от скорости нейтрона, так что скорость каждого нейтрона кодируется углом прецессии его спина в вращателях спина А и В, которые осуществляют Ларморовскую кодировку по длине волны нейтрона, т.е. играют роль Ларморовских часов, прикрепленных к каждому нейтрону. Следовательно, пара таких последовательно расположенных Ларморовских часов должна образовывать НСЭ спектрометр; в данном случае ГМП НСЭ спектрометр. Действительно, при распространении пучка нейтронов через два подобных вращателя спина С и D (рис. 23) с полями $B_2(t) = \dot{B}_2 \cdot t$, в которых, однако, направления полей противоположны по отношению к направлению полей в вращателях спина А и В, соответственно.

Поскольку согласно (40) полная фаза прецессии спина нейтрона, распространяющегося через два вращателя спина, не зависит от времени прибытия, то время распространения между вращателями спина В и С не имеет значения, и можно сразу записать полную фазу спина нейтрона прецессия после прохождения через вращатели спина С и D той же толщины a :

$$\Phi_{II} = \gamma_n \dot{B}_2 T_2 \tau_2 \quad (41)$$

где $T_2 = L_2/v_2$ и $\tau_2 = a/v_2$, где v_2 - скорость нейтрона после рассеяния на образце. В случае симметричной установки, т.е. с четырьмя одинаковыми вращателями спина ($\dot{B}_1 = \dot{B}_2 = \dot{B}$), расположенных на одинаковых расстояниях $L_1 = L_2$, получим:

$$\Delta\Phi = \gamma_n \dot{B} (T_2 \tau_2 - T_1 \tau_1) \quad (42)$$

Принцип работы ГМП НСЭ спектрометра иллюстрируется на рис. 24: фаза ларморовской прецессии $\varphi(t_A, \tau)$, набранная во вращателях спина, есть площадь соответствующих трапеций шириной τ (заштрихованы горизонтальными линиями), тогда как разность фаз, вводимая парой вращателей спина (А-В) и (С-Д) дается прямоугольниками, площадь которых равна $\gamma_n \dot{B}_1 T_1 \tau_1$ и $\gamma_n \dot{B}_2 T_2 \tau_2$, соответственно (заштрихованы крест-накрест).

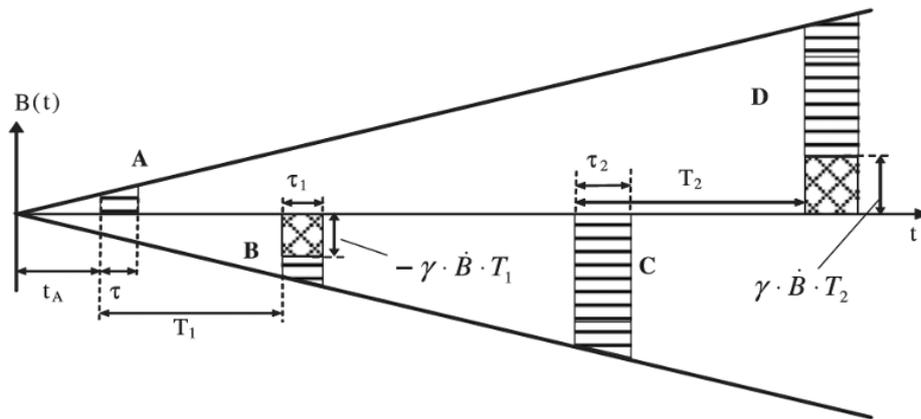


Рис. 24. Геометрическое представление Ларморовской фазы, набранной в результате распространения через ГМП НСЭ спектрометр.

С другой стороны, изменение кинетической энергии нейтрона ΔE может быть представлено как $\Delta\Phi = \tau_{\text{ГМП НСЭ}} \Delta E / \hbar$, где $\tau_{\text{ГМП НСЭ}}$ – спин-эхо время ГМП НСЭ спектрометра:

$$\tau_{\text{ГМП НСЭ}} = \frac{2\hbar\gamma_n La\dot{B}}{m_n v_n^4} = \frac{m_n^3}{\pi\hbar^3} \gamma_n B L \lambda^4 \quad (43)$$

Следовательно, в отличие от других НСЭ спектрометров, спин-эхо время ГМП НСЭ спектрометра пропорционально λ^4 , а не λ^3 . Этот результат можно легко понять как из уравнения (42) и рис. 24: разность площадей прямоугольников, заштрихованных крест-накрест, пропорциональна произведению $T\tau$. Таким образом, такой спектрометр может обеспечить гораздо более высокое энергетическое разрешение для холодных нейтронов, чем НСЭ

спектрометры построенные на других принципах. На практике линейно-возрастающие поля являются участком импульсного пилообразного магнитного поля (рис. 25), так что естественным является использование импульсных нейтронных пучков (например, ИБР-2) и синхронизированных с ними импульсных магнитных полей. Важное преимущество предложенной методики заключается в использовании простых соленоидных катушек в качестве вращателей спина. Благодаря этому, во-первых, могут быть изготовлены длинные вращатели спина, обеспечивающие большие углы наклона необходимые для высокоразрешающих НСЭ малоугловых дифрактометров [15]. Во-вторых, использование одиночного соленоида позволяет замкнуть магнитные потоки и избежать рассеянных магнитных полей, приводящих к деполяризации нейтронных пучков, что всегда требует особых мер предосторожности (рис. 26).

Экспериментальная проверка ГМП НСЭ метода проводилась на монохроматическом пучке нейтронов ($\lambda = 9.7 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda/\lambda = 5\%$) инструмента MIRA на реакторе FRM-II в Гархинге (Германия). Две пары вращателей спина, (A - B) и (C - D), помещались внутри камер, сделанных из металла, остаточное магнитное поле в которых не превышало 1 мГс.

При использовании только одной пары вращателей спина, (A - B), зависимость интенсивности прошедшего поляризованного пучка от расстояния L_1 между ними (рис. 23) демонстрирует эффект Ларморовской кодировки (рис. 26). Поскольку используется пучок монохроматических нейтронов, то изменение L_1 соответствует изменению времени T_1 распространения нейтронов между ними или, эквивалентно, разным скоростям нейтронов. Таким образом, скорость каждого нейтрона кодируется углом прецессии его спина. Интенсивность выходящего луча пропорциональна поляризации выходящего пучка и является синусоидальной функцией разности фаз (42):

$$P_z(\dot{B}) = \cos(2\gamma_n \dot{B} T \tau) \quad (45)$$

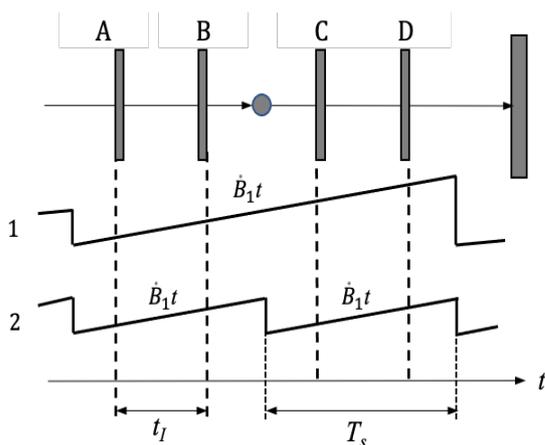


Рис. 25. Временная диаграмма, иллюстрирующая различные случаи пилообразного магнитного поля в ГМП НСЭ спектрометре.

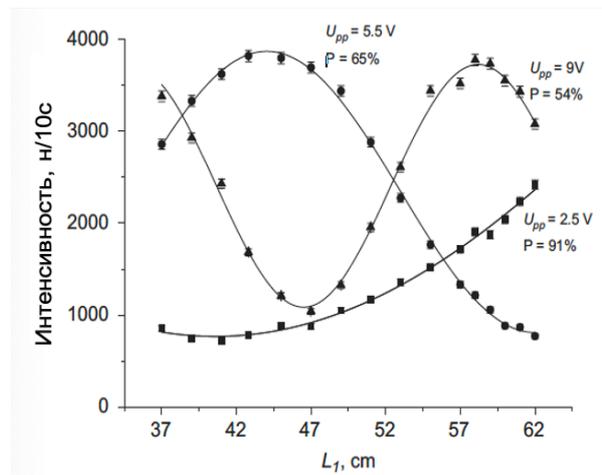


Рис. 26. Ларморовская кодировка двумя вращателями спина для разных \dot{B} . Сплошные линии - аппроксимации функцией (45).

Заключительная часть эксперимента была проведена при $\dot{B} = 2.67 \cdot 10^4 \text{ Гс/с}$, когда спин нейтрона совершает до 4 полных прецессий при распространении через каждый вращатель спина. Измерялась зависимость поляризации выходящего пучка от расстояния L_2 между

вращателями спина C и D: результат измерений, а также аппроксимация к аналитической зависимости

$$P(\Delta L) = P_0 \left[1 + P_1 \cos \left(\gamma_n \dot{B} \frac{\Delta L}{v_n} \cdot \frac{a}{v_n} \right) \right] \quad (46)$$

показаны на рис. 27 как функция от $\Delta L = L_2 - L_1$ и представляют собой спин-эхо сигнал для ГМП НСЭ спектрометра. Период косинусной функции равен (223 ± 3) мм и очень хорошо совпадает с ожидаемым значением 217 мм, которое может быть получено для указанных выше параметров спектрометра из уравнения (45).

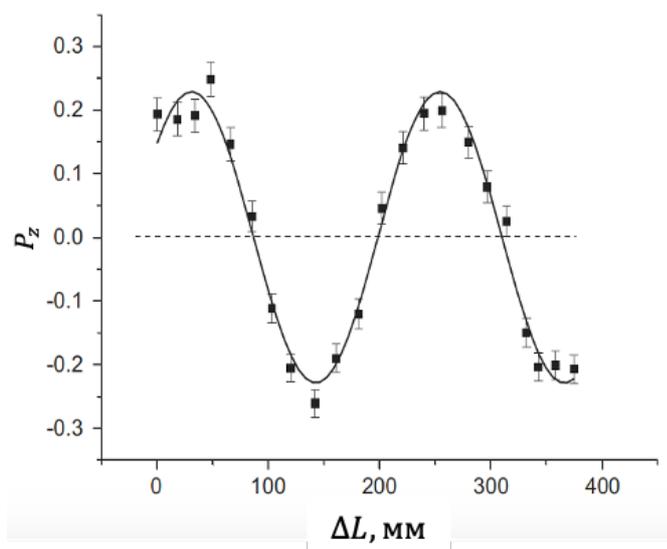


Рис. 27. Спин-эхо сигнал для ГМП НСЭ спектрометра. Сплошная линия аппроксимация функцией (45).

Будучи наклонёнными под малым углом θ_0 к монохроматическому нейтронному пучку, пара вращателей спина с градиентными во времени магнитными полями обеспечивают Ларморовскую кодировку угла (см. выше, глава 4 и рис. 15). Следовательно, их можно использовать и для реализации спин-эхо дифрактометра малоуглового рассеяния нейтронов (SESANS) и рефлектометра высокого углового разрешения [15]. Нами развита теория техники ГМП НСЭ с наклоненными вращателями спина (рис. 28) и показано, что при использовании техники ГМП НСЭ спин-эхо длина растет как λ^3 в сравнении с λ^2 для SESANS на постоянных магнитных полях. Таким образом, ГМП НСЭ дифрактометр позволяет измерения частиц больших размеров при меньших длинах волн используемых нейтронов, что, учитывая $1/\lambda^4$ зависимость интенсивности нейтронного пучка для Максвелловского спектра, приведёт к очень значительному выигрышу в интенсивности.

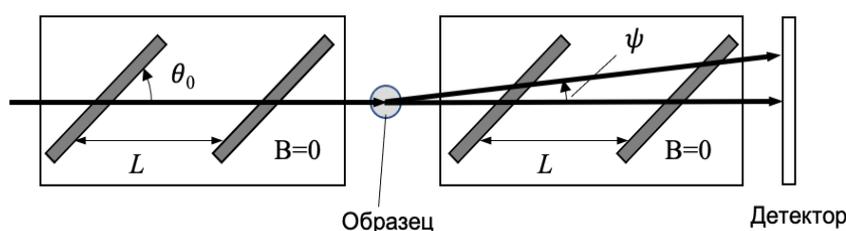


Рис. 28. Схема ГМП НСЭ дифрактометра.

В шестой главе нейтронное спиновое эхо рассматривается как интерференционное явление. Как уже обсуждалось выше, явление интерференции волн лежит в основе самого чувствительного метода измерения – интерферометрии, основным принципом которой является сравнение двух волн: референтной волны W_0 с ее слегка модифицированной копией W_m . Под слабой модификацией понимается, что фазы этих волн не должны отличаться друг от друга более чем на 2π , чтобы избежать неоднозначности связанной с 2π -периодичностью фазы волны. Другими словами, измеряемое расстояние между фронтами этих двух волн не должно превышать одну длину волны λ ; в противном случае возникает 2π -неопределенность в определении фазы.

Модификация волны W_m по пространственной координате в положение x , означает ее пространственный сдвиг $\Delta x = x - x_0$ относительно положения x_0 референтной волны W_0 . Интерферометры (оптические, атомные, рентгеновские или нейтронные) позволяют точное определение геометрического сдвига Δx через фазовый сдвиг волны $\Delta\varphi_x = 2\pi\Delta x/\lambda$ на масштабе длины волны λ . Таким образом, интерферометрическая чувствительность составляет доли длины волны.

Пространственный сдвиг волны может происходить и из-за задержки волны W_m относительно референтной волны W_0 . Такая задержка возникает при возникновении дополнительной оптической разности хода $(1 - n)x_0$, при сохранении геометрической разности хода. В результате достигается очень высокая точность в измерениях показателя преломления, в частности нейтронного показателя преломления, рассмотренных в главе 2.

Этот интерферометрический принцип можно обобщить и на другие параметрические пространства. В частности, в случае параметрического пространства длин волн (т.е. скоростей или энергии) нейтрона модификация волны W_m относительно референтной волны W_0 означает небольшой сдвиг длины волны нейтрона $\Delta\lambda$ в модифицированной волне W_m , однако без сдвига по пространственной координате, так что две таких пространственно наложенные друг на друга волны будут интерферировать. Такой интерферометр, работающий в пространстве скоростей, позволит точно определять $\Delta\lambda$ через фазовый сдвиг $\Delta\varphi_\lambda$, пропорциональный $\Delta\lambda$. В силу присущей интерферометрам высокой чувствительности, он будет представлять собой нейтронный спектрометр очень высокого разрешения.

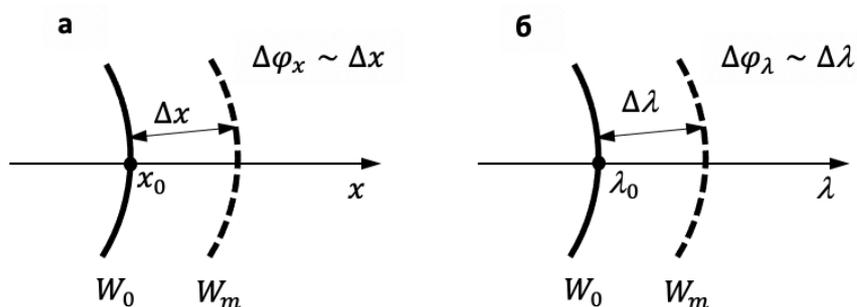


Рис. 28. Интерференция волн в координатном пространстве (а) и в пространстве длин волн (б).

Именно таким интерферометром в пространстве длин волн и является НСЭ спектрометр. При прохождении поляризованного вдоль оси z немонахроматического нейтронного пучка ($P_z = P_0 = 1$) через хорошо определенную область магнитного поля (рис. 14), спин нейтрона, образующий угол 90° с магнитным полем B_1 , прецессирует вокруг направления поля в

плоскости, перпендикулярной направлению поля с Ларморовской частотой $\omega_L = \gamma_n B_1$. Поскольку частота прецессии не зависит от скорости нейтрона, то конечное направление спина зависит только от времени t_1 , которое требуется нейтрону для пересечения области магнитного поля длиной L : $t_1 = L/v_n = m_n L/h$. Тогда z -компонента поляризации пучка равна

$$P_z^I(\lambda, B_1) = P_0 \cos(\omega_L t_1) = P_0 \cos\left(\frac{\gamma_n m_n}{h} B_1 L \lambda\right) \quad (47)$$

и является синусоидальной функцией от λ . Таким образом, поляризационный спектр проходящего через область магнитного поля нейтронного пучка становится модулированным с периодом $\Delta\lambda_I$ (рис. 29).

$$\Delta\lambda_I = \frac{2\pi h}{\gamma_n m_n B_1 L} \quad (48)$$

Второй каскад (рис. 14) действует как поляризационный фильтр с пропусканием

$$T(\lambda, B_2) = P_z^{II}(\lambda, B_1) = \cos\left(\frac{\gamma_n m_n}{h} B_2 L \lambda\right) \quad (49)$$

которое также является синусоидальной функцией от λ с периодом $\Delta\lambda_{II}$:

$$\Delta\lambda_{II} = \frac{2\pi h}{\gamma_n m_n B_2 L} \quad (50)$$

В реальном пространстве, обе эти синусоидальные функции были бы визуализированы как чередование параллельных черных и белых полос с синусоидальным распределением ампли-

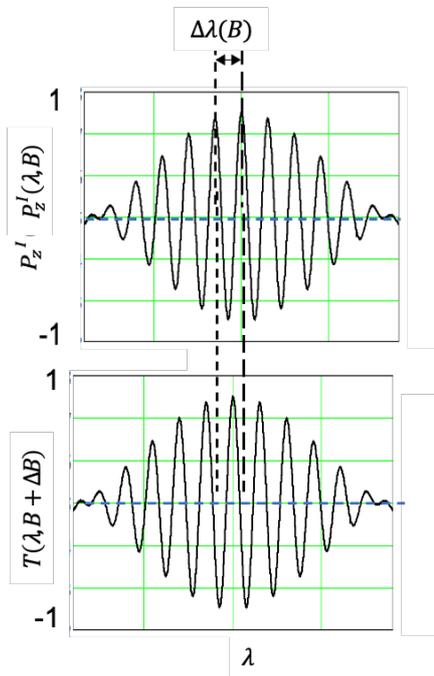


Рис. 29. (вверху) Модуляция поляризационного спектра нейтронного пучка; (внизу) функция пропускания поляризационного фильтра.

туды. Аналогично, «черные» и «белые» полосы возникают и в нашем случае, где «черные» полосы соответствуют $P_z = -1$, а «белые» полосы соответствуют $P_z = +1$. Таким образом, можно сказать, что в НСЭ спектрометре происходит наложение двух наборов периодических

полос, $P_z^I(\lambda, B_1)$ и $T(\lambda, B_2)$, совпадающих в реальном пространстве, но разнесенных в пространстве длин волн λ (рис. 29).

В результате суперпозиции двух периодических структур с близкими величинами периодов d_1 и d_2 возникает интерференционный муаровый эффект: в поперечном сечении регистрируемого пучка образуются крупномасштабные муаровые полосы, период которых обратно пропорционален разности периодов $\Delta d = (d_1 - d_2)$. Если $d_1 \approx d_2$, то возникает очень широкая в масштабе размера детектора, но не бесконечная муаровая полоса. При смещении наборов периодических полос относительно друг друга, интенсивность такой муаровой полосы осциллирует между максимальным до минимальным значениями, но с меньшей амплитудой, чем в случае бесконечно широкой полосы ($d_1 = d_2$).

Аналогичный эффект имеет место и в нашем случае наложения двух наборов периодических полос, $P_z^I(\lambda, B_1)$ и $T(\lambda, B_2)$, совпадающих в реальном пространстве, но разнесенных в пространстве длин волн λ (рис. 29). Ширина возникающих в пространстве длин волн λ муаровых полос обратно пропорциональна разности периодов функций $\Delta\lambda_I$ (48) и $\Delta\lambda_{II}$ (50), определяемых величинами магнитных полей B_1 и B_2 . Т.к. периоды $\Delta\lambda_I$ и $\Delta\lambda_{II}$ близки друг к другу, то образуется очень широкая в масштабе детектируемого спектрального диапазона, но не бесконечная муаровая полоса. Интенсивность регистрируемая детектором, захватывающим весь спектр нейтронного пучка, определяется интегралом по длине волны λ

$$P_z^{out}(B_1, B_2) = \int P_z^I(\lambda, B_1) T(\lambda, B_2) d\lambda \quad (51)$$

Если $B_2 \neq B_1$, то для $B_2 = -B_1 + \Delta B$ интенсивность нейтронного пучка, регистрируемого детектором в результате поляризационного анализа посредством анализатора (рис. 14) связана с поляризацией пучка как

$$I(\Delta B) = I_0(\lambda) \frac{1 + P_z^{out}(\Delta B)}{2} \quad (52)$$

($I_0(\lambda)$ - спектр падающего пучка) и представлена графически на рис. 30а: при изменении ΔB возникает осцилляция интенсивности бесконечно широкой муаровой полосы, которая и является спин-эхо сигналом. Так как $\Delta\lambda_I \neq \Delta\lambda_{II}$, то при отличающихся от нуля ΔB возникает разфазировка, приводящая к затуханию амплитуды интерференционной картины. Это распределение интенсивности на выходе из спектрометра полностью совпадает с экспериментально наблюдаемым спин-эхо сигналом (рис. 30б). Таким образом, НСЭ спектрометр по сути является нейтронным интерферометром, который, однако, работает в параметрическом пространстве длин волн (энергии): следовательно, как и всякий интерферометр, он обеспечивает очень высокое разрешение по этому параметру, т.е. по длине волны (энергии).

В случае НСЭ спектрометра периодическая модуляция спектра достигается за счет использования Ларморовской прецессии спина. Таким образом, в НСЭ спектроскопии спин нейтрона необходим только как средство для достижения периодической модуляции спектра падающего пучка. Следовательно, можно реализовать принцип спинового эха используя любой другой способ модуляции спектра нейтронного пучка, который не будет опираться на использование спина нейтрона.

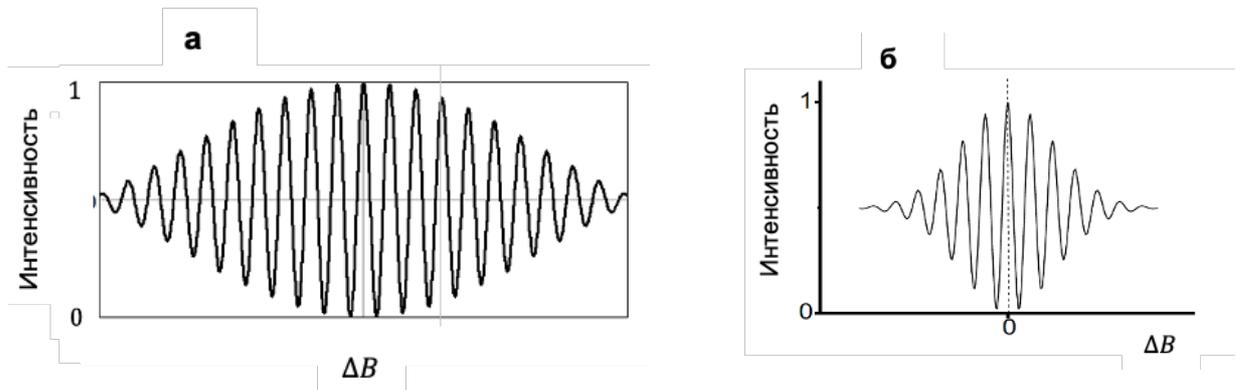


Рис. 30. а) Распределение интенсивности, полученное как интенсивность муаровых полос из формулы (52); б) НСЕ сигнал, полученный в НСЭ спектрометре.

Следует отметить, что использование спина нейтрона для целей модуляции спектра нейтронного пучка не всегда удобно и накладывает ряд серьезных ограничений. Поляризация нейтронного пучка и его поляризационный анализ приводят к значительным, около 10 раз, потерям интенсивности. Более того, любая дополнительная неконтролируемая прецессия спина нейтрона в окрестности образца приводит к ложному эффекту, аналогичному неупругому или квазиупругому рассеянию. Это делает практически невозможным применение НСЭ спектроскопии для исследования образцов, в которых имеет место прецессия нейтронов.

Таким образом, реализация принципа спинового эха, однако без использования спина нейтрона, открывает новые возможности для изучения магнитных явлений в твердых телах, где метод НСЭ принципиально неприменим из-за прецессии нейтронов в образце. Нами разработан такой метод, основанный на использовании для модуляции спектра пары движущихся дифракционных решеток (рис. 31).

При дифракции на дифракционной решетке G_1 с периодом d имеет место амплитудное деление волновых фронтов, так что все дифрагированные волны когерентны и в области А их суперпозиции (рис. 31а) образуется стационарная интерференционная картина, представляющая собой синусоидальное распределение амплитуды $F(x)$ с периодом $d_F = d$: можно сказать, что дифракционная решетка G_1 самоизображается в области пересечения дифрагирующих на ней волн.

Если поместить в область А дифракционную решетку G_2 , полностью идентичную дифракционной решетке G_1 , то имеет место наложение двух периодических структур с одинаковыми периодами и амплитуду волны, прошедшей через решетку G_2 , можно выразить как

$$A(x, \Delta x) = F(x)T(x + \Delta x) \quad (53)$$

где $T(x)$ - функция пропускания решетки G_2 , Δx - взаимный сдвиг соответствующих точек решеток G_1 и G_2 . Уравнение (53) представляет собой наблюдаемую муаровую картину при суперпозиции двух периодических структур. Период D_M муаровых полос обратно пропорционален разности периодов периодических структур, $D_M \sim (d_F - d)^{-1}$, так что в результате распространения волны через систему из двух параллельно идентичных дифракционных решеток образуется бесконечно широкая муаровая полоса. Интенсивность этой полосы определяется интегралом по ее площади и зависит от Δx :

$$I(\Delta x) = \int F(x)T(x + \Delta x) dx = \frac{I_0}{2} \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi}{d} \Delta x \right) \right] \quad (54)$$

где I_0 - интенсивность падающего пучка. Отметим, что так как уравнение (54) справедливо для любой длины волны падающего луча, то муаровый эффект является ахроматическим, и муаровая полоса будет наблюдаться и для некогерентного падающего пучка.

Пусть обе решетки движутся перпендикулярно штрихам решеток со скоростью V_g (рис. 31б). Тогда нейтронные волны с разными длинами волн достигают G_2 в разные моменты времени, которые определяются скоростью v_n (длиной волны λ) распространяющихся нейтронов. Результат взаимодействия этих волн с G_2 зависит от взаимного положения $F(x)$ и G_2 :

$$\Delta x(\lambda) = V_g \frac{L}{v_n} = V_g \frac{m_n}{h} L \lambda \quad (55)$$

т.е. сдвиг $F(x)$ относительно G_2 зависит от λ . Тогда из (54) немедленно следует, что муаровый эффект становится хроматическим: муаровые полосы, возникающие для нейтронов разных длин волн, будут иметь разную интенсивность (рис. 31в):

$$I(\lambda) = \frac{I_0(\lambda)}{2} \left\{ 1 + \cos \left[\frac{2\pi}{d} \Delta x(\lambda) \right] \right\} = \frac{I_0(\lambda)}{2} \left\{ 1 + \cos \left[\frac{2\pi}{d} V_g \frac{m_n}{h} L \lambda \right] \right\} \quad (56)$$

Таким образом, описанное движение дифракционных решеток приводит к модуляции спектра прошедшего нейтронного пучка с частотой $\nu_g = V_g/d$, аналогично результату прецессии спина нейтрона в поперечном магнитном поле, хотя поляризация нейтронного пучка здесь вообще не требуется.

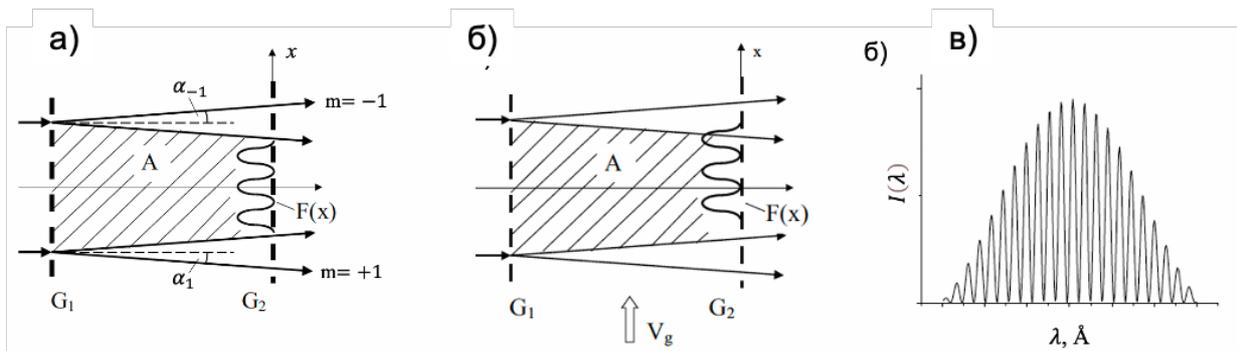


Рис. 31. Система двух разделенных дифракционных решеток (а). Движение дифракционных решеток вдоль их плоскостей (б) приводит к λ -зависящему смещению $F(x)$ относительно G_2 и к модуляции спектра выходящего нейтронного пучка (в).

Модуляция спектра, показанная на рис. 31в, может быть получена только с использованием идеально коллимированного (не расходящегося) падающего пучка; с увеличением расходимости падающего пучка модуляция спектра размывается и окончательно исчезает. Однако, она восстанавливается при использовании двух последовательных пар решеток ($G_1 - G_2$) и ($G_3 - G_4$) с одинаковым периодом d . Вместе они представляют собой 4-х решеточный интерферометр (рис. 32), который обеспечивает 100% контраст интерференционных полос для

неколлимированного и некогерентного падающего пучка даже при освещении нейтронным пучком [16], который вследствие ненулевой массы нейтрона и его эффективного взаимодействия с гравитационным полем Земли, распространяется в среде с нелинейным показателем преломления [17].

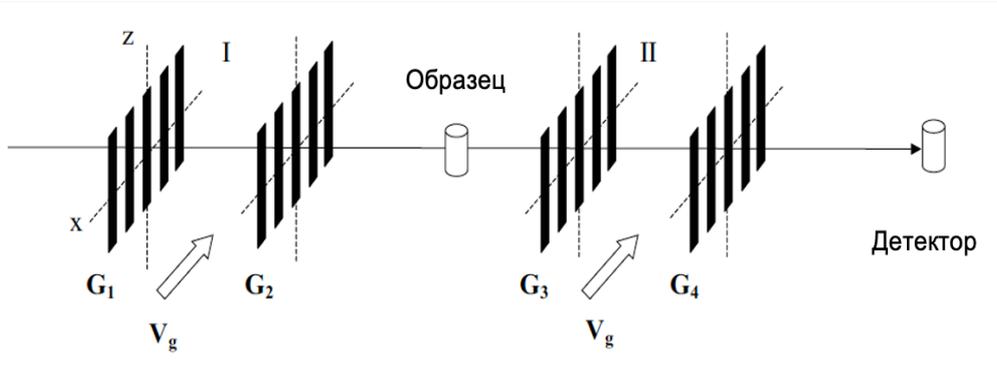


Рис. 32. Система из двух одинаковых пар дифракционных решеток, движущихся перпендикулярно направлению полос решеток

Такой интерферометр обеспечивает интерференцию волн в реальном пространстве. Переход в пространство скоростей осуществляется движением интерферометра со скоростью V_g вдоль плоскостей его решёток. Интенсивность I_{rec} выходящего из интерферометра пучка определяется произведением модулированных спектров $I_I(v_n, V_g)$ и $I_{II}(v_n, V_g)$, возникающими при прохождении нейтронного пучка через пары решеток ($G_1 - G_2$) и ($G_3 - G_4$), соответственно. Если скорость второй пары решеток ($G_3 - G_4$), отличается от V_g на ΔV_g , то

$$I_{rec}(\Delta V_g) = \int I_I(v_n, V_g) I_{II}(v_n, V_g + \Delta V_g) dV_g \quad (57)$$

Таким образом, выходной сигнал представляет собой свёртку двух синусоидальных функций и является эхо-сигналом (сплошная линия на рис. 33). Изменение длины волны нейтрона на $\Delta\lambda$, вызванное неупругим рассеянием на образце, приводит к изменению регистрируемой интенсивности для каждого значения V_g

$$I_{rec}(\Delta\lambda, V_g) \propto \int_{\Omega} d\theta \int I_0(\lambda) [1 + \cos(C\lambda V_g)] \{1 + \cos[C(\lambda + \Delta\lambda)V_g]\} d\lambda \quad (58)$$

и к сдвигу эхо-сигнала относительно эхо-сигнала для $\Delta\lambda = 0$ (пунктирная линия на рис. 33). Следует отметить, что такой сигнал может быть также получен изменением расстояния L между решетками G_3 и G_4 при сохранении скорости решеток V_g постоянной. Как и в методе нейтронного спин-эхо, точное определение такого фазового сдвига позволяет точно определить $\Delta\lambda$, т.е. интерферометр с движущимися решетками представляет собой нейтронный спектрометр. Однако, теперь эхо-сигнал получается без использования поляризованных нейтронов.

Отметим концептуальную аналогию предложенного метода с методом НСЭ: чтобы получить информацию, содержащуюся в размытом спектре на выходе пары дифракционных решеток $G_1 - G_2$, освещенных расходящимся пучком, выходящий луч должен быть пропущен через аналогичную пару дифракционных решеток $G_3 - G_4$. Таким образом извлекается информация о нейтронных спектрах падающего пучка, закодированная при прохождении через две

движущиеся дифракционные решетки $G_1 - G_2$. Поэтому мы и называем этот метод нейтронной спектроскопией скоростного эха: (в дальнейшем NSPE - Neutron Speed Echo Spectrometry)

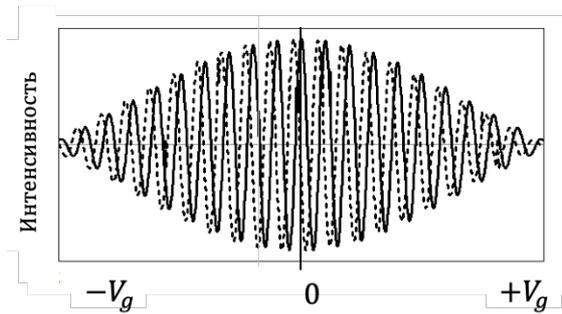


Рис. 33. Эхо-сигнал нейтронного спектрометра скоростного эха. Сплошная линия: $\Delta\lambda = 0$; пунктирная линия: $\Delta\lambda \neq 0$.

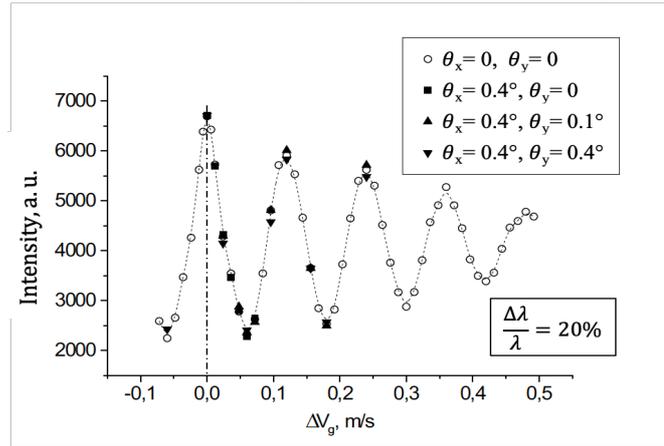


Рис. 34. Монте-Карло моделирование работы спектрометра NSPE для различной расходимости падающего пучка при монохроматичности $\Delta\lambda/\lambda = 20\%$.

Энергетическое разрешение NSPE спектрометра может быть оценено из соображений, подобных приведенным в главе 4 (формулы (28 - 32)). Рассмотрим дифракцию нейтронного пучка с длиной волны λ на дифракционной решетке, движущейся поперек направления распространения падающей волны (рис. 35а). Процесс дифракции удобно рассматривать в системе координат движущейся решетки, где решетка находится в покое. Тогда наблюдатель движется со скоростью $-V_g$ в направлении, противоположном направлению движения решетки Ox , а угол падения луча изменяется на $\beta_0 = \text{tg}^{-1}(v_n/V_g)$ (рис. 35б). Дифракция такого пучка на решетке описывается уравнением

$$\cos \beta_m - \cos \beta_0 = \frac{m\lambda}{d} \quad (59)$$

где $m = 0, \pm 1, \dots$ - номера порядков дифракции, а β_m - угол дифракции на решетке. Для простоты изложения но без потери общности, рассмотрим дифракцию только в первые порядки.

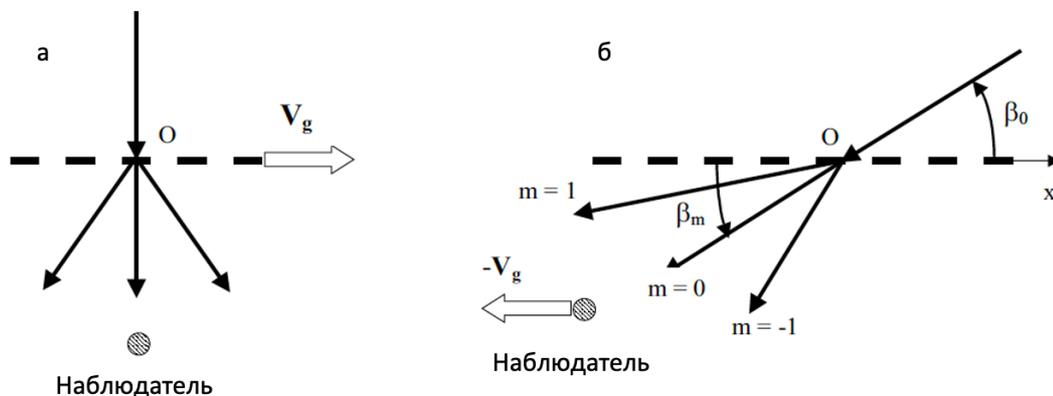


Рис. 35. Дифракция нейтронного пучка на движущейся решетке.

Вследствие поперечного эффекта Доплера наблюдатель обнаруживает, что вторичные (дифракционные) волны, переизлучаемые из точки O источника, имеют разные частоты

$$v_{obs} = v_0 \left(1 + \frac{V_g^m}{v_n} \right) \quad (60)$$

(здесь $v_0 = h/m_n \lambda^2$ – частота падающей нейтронной волны. Проекция V_g^m скорости наблюдателя на направления распространения дифрагированных нейтронных пучков равны $V_g^m = V_g \cos \beta_m$; так что наблюдатель обнаружит разность частот

$$\Delta v = v_{obs} - v_0 = v_0 \frac{V_g}{v_n} (\cos \beta_m - \cos \beta_0) \quad (61)$$

которую, используя (60), можно записать как

$$\Delta v = v_{obs} - v_0 = \frac{m V_g}{d} \quad (62)$$

Очевидно, что дифракция нулевого порядка - это просто прошедшая часть падающего пучка, так что при $m = 0$ сдвига частоты не наблюдается. Таким образом, энергия пучков, дифрагированных в $m \neq 0$ порядки на решетке G_1 , будет отличаться от энергии падающего пучка и для дифрагированных в +1 и -1 порядки пучков возникает сдвиг по энергии на величину

$$\Delta E = \frac{2h V_g}{d} \quad (63)$$

Такие энергетические сдвиги экспериментально наблюдались при дифракции ультрахолодных нейтронов на движущихся фазовых решетках [18].

При распространении нейтронного пучка на расстояние L до решетки G_2 (рис. 32) возникает временная задержка между двумя когерентными состояниями. В результате дифракции в -1 и +1 порядки на решетке G_2 происходит выравниванию их скоростей (энергий), но они подходят к образцу с постоянной задержкой по времени

$$\tau_{NSPE} = \frac{2hV_gL}{d m_n v_n^3} \quad (64)$$

которая представляет собой NSPE время и определяет разрешение NSPE спектрометра.

Существует принципиальное различие между методами НСЭ и NSPE, поскольку в последнем для анализ модуляции спектра, возникающей после первого каскада, используется пространственно неоднородный по сечению пучка анализатор (дифракционная решетка). Из-за этого малоугловое рассеяние нейтронного пучка на угол θ приводит к смещению интерференционной картины $F(x)$ (рис. 33) относительно интерференционной картины соответствующей нерассеянной волне. Для $\Delta(\theta) \sim d$ это приведет к полному сглаживанию $F(x)$ и подавлению амплитуды NSPE сигнала. Моделирование методом Монте-Карло позволяет определить значение коллимации, которую необходимо применить к рассеянному пучку, чтобы достичь минимально необходимой глубины модуляции NSPE сигнала: она составляет, например, 0.3° для $d/L = 0.01$ и 0.6° для $d/L = 0.02$.

Из (64) следует, что энергетическое разрешение NSPE спектрометра пропорционально d/L и, следовательно, определяется коллимацией рассеянного образцом пучка, однако может быть улучшено посредством увеличения скорости решеток. Как видно из рис. 36а,

относительное энергетическое разрешение $\Delta E_n/E_n$ около 0.005% достигается для скорости решетки около 500 м/с, которая является линейной скоростью на периферии современных дисковых прерывателей нейтронов. Поскольку разрешение пропорционально кубу длины волны, то высокое абсолютное энергетическое разрешение ΔE_n достигается при использовании нейтронов больших длин волн: для вычисления абсолютного разрешения на рис. 36б использовалась $\lambda = 12 \text{ \AA}$. Таким образом, хотя рассеяние на образце и накладывает ограничение на энергетическое разрешение NSPE спектрометров, они, тем не менее, могут достигать разрешения в несколько десятков нэВ для разумной коллимации рассеянного пучка.

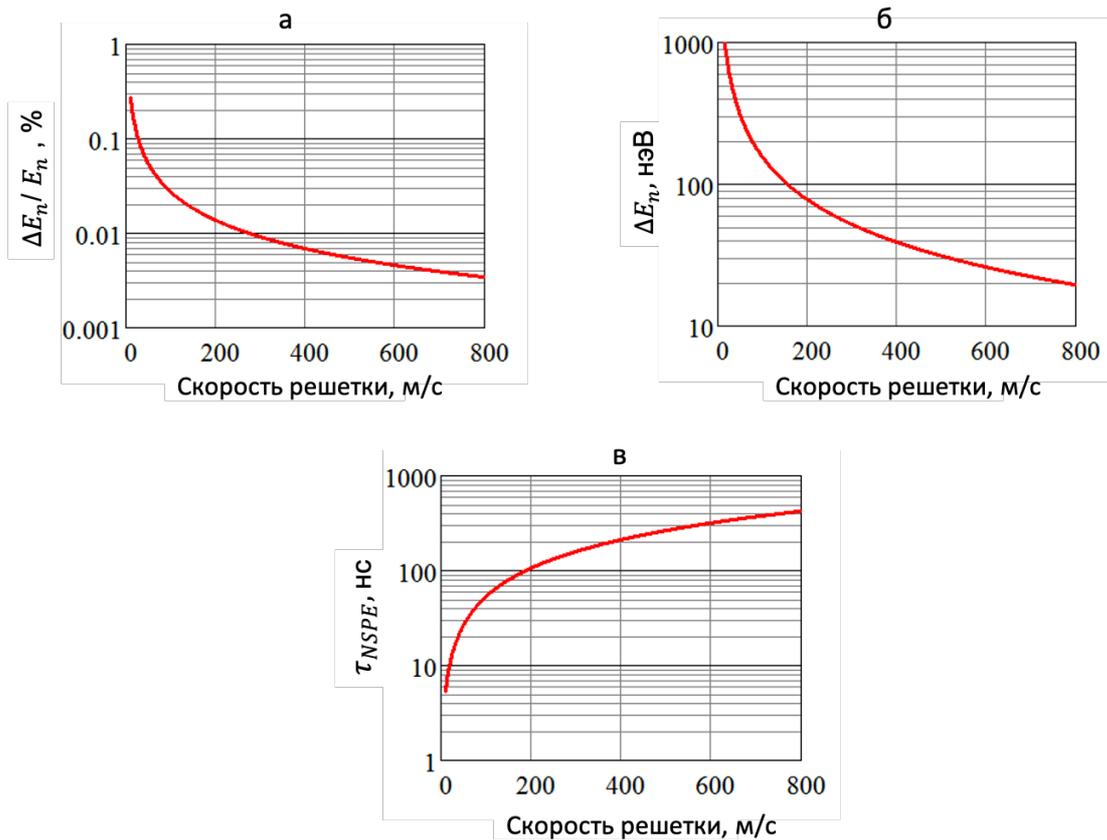


Рис. 36. Зависимость разрешения NSPE спектрометра от скорости решетки для длины волны нейтронов $\lambda = 12 \text{ \AA}$ и коллимации рассеянного пучка 0.3° .

Исследование элементарных возбуждений в твердом теле требует разрешения по энергии около нескольких процентов. Наиболее подходящим для этой цели прибором является трёхосный спектрометр (ТОС), однако, в нем передача энергии нейтрону ΔE_n определяется как разность усредненных энергий падающих на образец и рассеянных образцом нейтронных пучков, E_i и E_f , соответственно: $\Delta E_n = E_f - E_i$. Следовательно, для достижения высокого энергетического разрешения требуется точное определение энергий этих пучков, что, в свою очередь, требует использования низко-мозаичных монохроматоров и кристаллов-анализаторов и высокой коллимации падающих и рассеянных лучей. На практике, увеличение энергетического разрешения ТОС с помощью такого лобового подхода резко уменьшает его светосилу и приводит к серьезным, до нескольких порядков, потерям в интенсивности. По этой причине разрешение по энергии практически составляет 3-5% для ТОС тепловых нейтронов и 1-

3% для ТОС холодных нейтронов, в зависимости от используемой коллимации падающих и рассеянных пучков.

Однако, исследование многих проблем физики твердого тела, например, кристаллических полей в редкоземельных соединениях, высокотемпературных сверхпроводников и т. д., требует десятикратного увеличения разрешения по энергии, так что такие исследования зачастую не являются практически возможными.

Чтобы разрешить противоречие между разрешающей способностью ТОС и его светосилой, было предложено использовать комбинацию трехосной спектроскопии и НСЭ спектроскопии [19] как способ многократного увеличения разрешения ТОС без серьезных потерь в интенсивности. Действительно, НСЭ метод позволяет напрямую измерить передачу энергии нейтрону, так что точного знания E_i и E_f не требуется, и обеспечивает чрезвычайно высокое разрешение по энергии. Однако, использование нейтронных пучков с широким разбросом длин волн падающего пучка (монохроматичность (10-20)%) приводит к плохому Q -разрешению. Поэтому естественно объединить эти два метода в попытке улучшить энергетическое разрешение ТОС с помощью техники спинового эха, в то время как хорошее Q -разрешение будет обеспечиваться самим трёхосным спектрометром.

Поскольку метод НСЭ требует использования поляризованных нейтронов, то он принципиально неприменим в тех случаях, когда имеет место прецессия нейтронов в образце, таким образом оставляя в стороне весь класс динамических явлений в магнитных материалах. Метод NSPE свободен от этих ограничений; в тоже время энергетическое разрешение NSPE спектрометра столь же высоко и не связано с монохроматизацией падающего пучка. Такое разделение поляризации и энергетического разрешения явно контрастирует с техникой НСЭ и открывает новые возможности для изучения магнитных явлений в твердых телах, особенно в сочетании с поляризационным анализом рассеянного пучка. При этом, для улучшения разрешения ТОС в (10 – 20) раз, то есть для энергетического разрешения лучше чем $\Delta E_n/E_n \sim 10^{-3}$, что соответствует ΔE_n порядка 1 мкэВ, достаточно реализовать NSPE спектрометр в режиме относительно низкого разрешения.

Схема ТОС с NSPE опцией показана на рис. 37. Две системы идентичных дифракционных решеток ($G_1 - G_2$) и ($G_3 - G_4$), которые представляют собой 4-х решетчатый нейтронный интерферометр, размещаются между монохроматором-образцом и образцом-анализатором, соответственно.

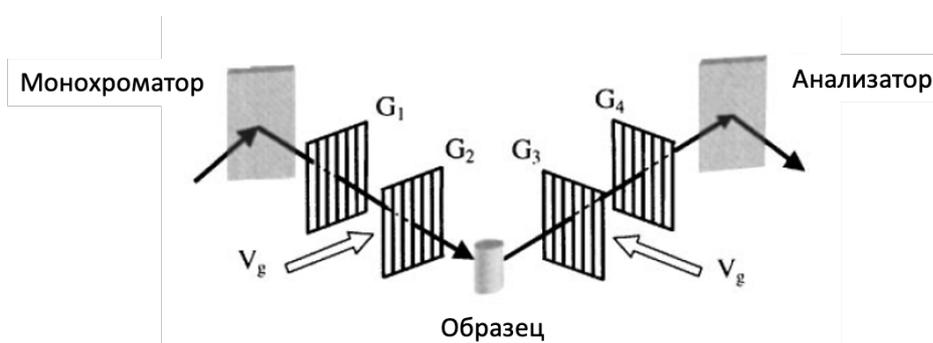


Рис. 37. Схема трёхосного спектрометра с NSPE опцией.

Энергетическое разрешение такого NSPE спектрометра (с учетом ограничений накладываемых коллимацией θ_0 , которая может быть необходима для ограничения эффектов рассеяния на образце, вызванных, например, мозаичностью образца) можно оценить как:

$$\frac{\Delta E_n}{E_n} = 2 \frac{\Delta v_n}{v_n} = \frac{\theta_0}{\pi} \frac{v_n}{V_g} r \quad (65)$$

На рис. 38 графически представлены зависимости разрешение TOC с NSPE опцией от коллимации рассеянного пучка для различных скоростей решеток. Для рассеянного пучка тепловых нейтронов с длиной волны $\lambda = 2 \text{ \AA}$ и при коллимации рассеянного пучка $\theta_0 = \pm 0.3^\circ$, может быть получено высокое энергетическое разрешение около 0.3%.

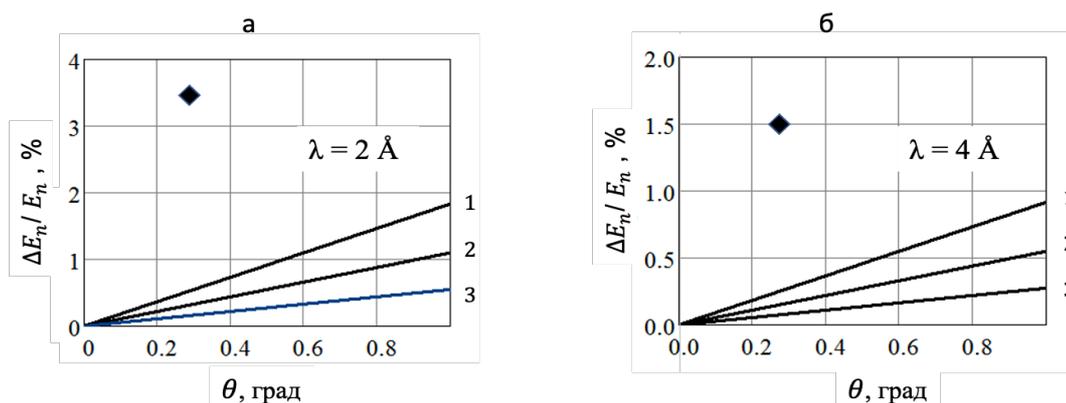


Рис. 38. Разрешение теплового (а) и холодного (б) трёхосных спектрометров с NSPE опцией в зависимости от коллимации рассеянного пучка. Прямые 1, 2 и 3 рассчитаны для скоростей решеток V_g 30 м/с, 50 м/с и 100 м/с, соответственно. Черные ромбы - типичное разрешение теплового и холодного TOC для соответствующих коллимаций пучка.

Таким образом, использование NSPE опции позволяет значительно, в 10 раз, улучшить энергетическое разрешение трехосных спектрометров без дополнительных потерь интенсивности. Поскольку такое улучшение энергетического разрешения не связано с использованием поляризованных нейтронов, то поляризационный анализ рассеянного пучка может быть реализован независимо.

Основные результаты работы

1. Разработан метод топографии пучков, выходящих из нейтронного интерферометра на совершенном кристалле, позволивший установить, что они содержат около 50% нейтронов, отраженных от кристаллических пластин интерферометра со сложным распределением амплитуды собственных колебаний. На основании этого проведена оптимизация установки кристалла интерферометра и увеличена видность интерференционной картины с 40% до 90%. Описан ряд экспериментов, проведенных на таком интерферометре, в частности измерения длины когерентного рассеяния изотопов свинца, в которых были получены результаты с лучшей в мире точностью и ставшие табличными значениями.

2. Предложен и практически реализован принципиально новый бездисперсионный метод прецизионного измерения длины когерентного рассеяния, позволяющий увеличить

точность ее определения более чем на два порядка. Проведено прецизионное измерение длины когерентного рассеяния кремния и установлен новый мировой стандарт с беспрецедентной точностью 0.005% в 5 раз превышающую полученную ранее. Посредством этого метода измерена длина рассеяния изотопа ^{208}Pb с точностью 0.1% и уточнена величина амплитуды нейтрон-электронного взаимодействия. Предложен новый экспериментальный подход к измерению этой величины, состоящий в том, чтобы использовать нейтронный интерферометр не только как инструмент для измерения фазы, но и одновременно в качестве образца, что позволяет проводить точные измерения фазы в пределах плато Дарвина без какой-либо потери видности интерференционных полос.

3. Посредством бездиперсионного метода измерения длины когерентного рассеяния проведен прецизионный поиск свидетельств ядерного квантового запутывания в жидких смесях $\text{H}_2\text{O}-\text{D}_2\text{O}$. Полученный результат устанавливает пределы проявления явлений квантовой запутанности ядер при комнатной температуре, в частности в методе вариации контраста в нейтронном рассеянии и подтверждает достоверность метода вариации контраста в нейтронном рассеянии. Продемонстрировано применение бездиперсионного метода для измерения плотности тонких пленок и создания точных эталонов для использования при калибровке инструментов различных типов.

4. Разработаны методы измерения в интерферометрических экспериментах малого вклада геометрической фазы Берри, возникающей при эволюции спина нейтрона в магнитном поле, на фоне многократно превосходящей динамической фазы. Проведены измерения геометрической фазы при циклической адиабатической эволюции спина нейтрона, что впервые позволило экспериментально подтвердить предсказанную квантовой механикой 4π -симметрию волновой спинорной функции фермионов при истинном вращении спина. Проведено первое в мире измерение геометрической фазы при нециклической адиабатической эволюции спина нейтрона, что позволило раскрыть физику интерференции между различными квантовыми состояниями.

5. Впервые развит и подтвержден экспериментально метод Монте-Карло для моделирования поведения спина в нестационарных по амплитуде или направлению магнитных полях, который был интегрирован в программный пакет VITESS. Впервые создана и реализована возможность моделирования инструментов, использующих поляризованные нейтроны.

6. Основываясь на концепции Ларморовской кодировки как принципа работы спин-эхо спектрометров, впервые предложен, теоретически обоснован и экспериментально подтвержден принцип работы нейтронного спин-эхо спектрометра на основе вращающихся магнитных полей. Предложен метод бутстрапа с использованием последовательности вращателей спина с противоположным направлением вращения магнитных полей и впервые экспериментально продемонстрирован тройной бутстрап, позволяющий трехкратное увеличение верхнего предела разрешающей способности такого спектрометра. Промоделирована и экспериментально подтверждена возможность построения MIEZE (Modulation of Intensity with Zero Effort) спектрометра на основе вращающихся магнитных полей; продемонстрирована возможность их использования для создания малоуглового спин-эхо дифрактометра и рефлектометра высокого разрешения.

7. Впервые предложена, теоретически обоснована и подтверждена экспериментально техника нейтронной спин-эхо спектроскопии на основе градиентных во времени магнитных полей, использующая вращатели спина с линейно-возрастающим во времени магнитным полем. Развита теория дифрактометра по методу SESANS с наклоненными вращателями спина.

8. Показано, что с точки зрения физики интерференции спин-эхо спектрометр является интерферометром в пространстве длин волн, а сами волны представляют собой модулированные с высокой частотой спектры падающего и рассеянного образцом нейтронных пучков, так что выходной сигнал такого интерферометра представляет собой муаровую картину, образованную этими спектрами. Таким образом, явление прецессии спина нейтрона в магнитном поле, которое используется в основе метода спин-эхо спектроскопии лишь обеспечивает высокочастотную модуляцию нейтронного спектра.

9. Разработан метод нейтронной спектроскопии скоростного эха (NSPE), в которой высокочастотная модуляция нейтронного спектра достигается с помощью движущихся дифракционных решеток. NSPE спектрометр не основан на использовании поляризованных нейтронов, и, следовательно, свободен от ограничения, присущих методу спинового эха – невозможности исследования динамических явлений в магнитных материалах, где имеет место прецессия спина нейтрона в образце. Показано, что NSPE опция позволяет значительно, в 10 раз, улучшить энергетическое разрешение трёхосных нейтронных спектрометров без существенных дополнительных потерь интенсивности.

Список цитируемой литературы

- [1] H. Rauch, W. Treimer, and U. Bonse. *Physics Letters A* **47** (1974) 369.
- [2] C. G. Shull, J. A. Oberteuffer, *Phys. Rev. Lett.*, **29** (1972) 871.
- [3] Ю.А.Александров, *Физика элементарных частиц и атомного ядра*, 2001, т.32(6), стр. 1405.
- [4] L. Koester, W. Waschkowski, A. Klüver, *Physica B+C* **137** (1986) 282.
- [5] L. Koester, W. Waschkowski, L.V. Mitsyna, G.S. Samosvat, P. Prokofjevs, J. Tambergs. *Phys. Rev. C* **51** (1995) 3363.
- [6] L. Koester, K. Knopf, *Zeitschrift für Physik A: Hadrons and Nuclei*, **338** (1991) 233.
- [7] C.A.Chatzidimitriou-Dreismann, T. Abdul Redah, R.M.F. Streffer, J. Mayers, *Phys. Rev. Lett.*, **79** (1997) 2839.
- [8] M.V. Berry, *Proc. Royal Society of London A* **392**(1984) 45.
- [9] E. Cohen, H. Larocque, F. Bouchard, F. Nejadstari, Y. Gefen, and E. Karimi, *Nature Reviews Physics* **1** (2019) 437.
- [10] S. Pancharatnam, *Proc. Indian Acad. Sciences - Section A* **44**(1956) 247.
- [11] F. Mezei, *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, **255** (1972) 146.
- [12] R. Gähler, R. Golub, K. Habicht, T. Keller, and J. Felber, *Physica B* **229** (1996) 1.
- [13] А.И.Базь. *Ядерная Физика*, **4** (1966) 252.
- [14] G. Zsigmond, K. Lieutenant, F. Mezei, *Neutron News* **13/4** (2002) 11.
- [15] M. Th Rekveldt, *Physica B*, **276-278** (2000) 55.
- [16] A. Ioffe, *Nucl. Instrum. Methods A*, **268** (1988) 169.

- [17] А.И. Франк, И.М. Франк Письма в ЖЭТФ, **28** (1978) 559.
- [18] G.V. Kulin, A.I. Frank et al.,. Physical Review A **93** (2016) 033606.
- [19] F. Mezei, in *Neutron Inelastic Scattering*, 1977, IAEA: Vienna. p. 125; R. Pynn, J. Phys. E. **11** (1978) 1133.

Публикации автора по теме диссертации

1. A. Ioffe, S. Kirsanov, V. Sbitnev, and V. Zabiyaikin, Geometric phase in neutron spin resonance. *Physics Letters A*, 1991. 158(9): p. 433-435.
2. T. Baranova, V. Petrova, V. Tyukavin, A. Ioffe, S. Kirsanov, and V. Zabiyaikin. Preprint of St. Petersburg Nucl.Phys.Inst.-1841, 1992.
3. G. Drabkin, A. Ioffe, S. Kirsanov, F. Mezei, and V. Zabiyaikin, Perfect crystal neutron interferometer set-up at Berlin Neutron Scattering Centre. *Nucl. Instr. Meth. A*, 1994. 348(1): p. 198-200.
4. A. Ioffe, P. Lukas, P. Mikula, M. Vrana, and V. Zabiyaikin, Determination of the neutron scattering length of ²⁰⁸Pb by the neutron interferometry method. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 1994. 348(4): p. 243-244.
5. T. Baranova, G. Drabkin, A. Ioffe, S. Kirsanov, F. Mezei, M. Vrana, and V. Zabiyaikin, Perfect crystal neutron interferometer set up at BENSC and first experimental results. *Physica B: Condensed Matter*, 1995. 213-214: p. 839-841.
6. A. Ioffe, P. Lukas, P. Mikula, M. Vrana, and B. Alefeld, Neutron topography of interferometer output beams. *Physica B: Condensed Matter*, 1995. 213-214: p. 833-835.
7. Ioffe, M. Vrana, and V. Zabiyaikin, Study of Electromagnetic Structure of the Neutron by Neutron Interferometry Method. *J. Phys. Soc. Japan*, 1996. Suppl. A65: p. 82.
8. P. Fischer, F. Mezei, and A. Ioffe, A new experimental approach to observe neutron spinor behaviour. *Physica B: Condensed Matter*, 1997. 241-243: p. 117-120.
9. A. Ioffe and M. Vrana, A new neutron-interferometry method for high-accuracy determination of neutron scattering length. *Physics Letters A*, 1997. 231(5-6): p. 319-324.
10. A. Ioffe, G. Gordeev, B. Ibrayev, Th Krist, and F. Mezei, High-efficiency transmission neutron polarizer for high-resolution double crystal diffractometer. *Physica B: Condensed Matter*, 1997. 234-236: p. 1071-1073.
11. A. Ioffe, D. L. Jacobson, M. Arif, M. Vrana, S. A. Werner, P. Fischer, G. L. Greene, and F. Mezei, Precision neutron-interferometric measurement of the coherent neutron-scattering length in silicon. *Physical Review A*, 1998. 58(2): p. 1475-1479.
12. A. G. Wagh, V.C. Rakhecha, P. Fischer, and A. Ioffe, Neutron Interferometric Observation of Noncyclic Phase. *Physical Review Letters*, 1998. 81(10): p. 1992-1995.
13. A. G. Wagh, V.C. Rakhecha, P. Fischer, and A. Ioffe, Reply to the Comment of R.Bhandari. *Physical Review Letters*, 1999. 83(10): p. 2090-2090.

14. A. Ioffe, M. Arif, D. L. Jacobson, and F. Mezei, Precision Neutron Interferometric Search for Evidence of Nuclear Quantum Entanglement in Liquid H₂O–D₂O Mixtures. *Physical Review Letters*, 1999. 82(11): p. 2322-2325.
15. W. E. Wallace, D. L. Jacobson, M. Arif, and A. Ioffe, Application of neutron interferometry to the measurement of thin film density. *Applied Physics Letters*, 1999. 74(3): p. 469-471.
16. A. Ioffe, M. Arif, D. L. Jacobson, and F. Mezei, A Reply to the Comment by C. A. Chatzidimitriou-Dreismann et al. *Physical Review Letters*, 2000. 84(9): p. 2037-2037.
17. A. Ioffe, O. Ermakov, I. Karpikhin, P. Krupchitsky, P. Mikula, P. Lukas, and M. Vrana, Precise determination of the neutron scattering length of lead isotopes Pb-204, Pb-207 and Pb-208 by neutron interferometry. *European Physical Journal A*, 2000. 7(2): p. 197-200.
18. A. Ioffe, A new type of high-resolution neutron spectrometer. *Physica B: Condensed Matter*, 2000. 283(4): p. 406-409.
19. A. Ioffe and M. Vrana, Measurements of the neutron scattering length: A new order of magnitude. *Neutron News*, 2000. 11(2): p. 28-31.
20. A. Ioffe, M. Arif, D. Jacobson, and F. Mezei, Does quantum entanglement invalidate contrast variation practices in neutron scattering? *Physica B: Condensed Matter*, 2000. 276-278: p. 952-953.
21. P. Fischer, A. Ioffe, D. L. Jacobson, M. Arif, and F. Mezei, 4π -Periodicity of the spinor wave function under space rotation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2000. 440(3): p. 575-578.
22. A. Ioffe, Triple-axis spectroscopy with sub- μ eV resolution without use of polarized neutrons. *Physica B: Condensed Matter*, 2000. 283(4): p. 410-413.
23. A. Ioffe and F. Mezei, 4π -symmetry of the neutron wave function under space rotation. *Physica B: Condensed Matter*, 2001. 297(1-4): p. 303-306
24. A. Ioffe and M. Vrana, A new neutron interferometry approach in the determination of the neutron-electron interaction amplitude. *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, 2002. 74(0): p. s314-s316.
25. A. Ioffe, Neutron Speed Echo Spectroscopy, in *Neutron Spin Echo Spectroscopy: Basics, Trends and Applications*, F. Mezei, C. Pappas, and T. Gutberlet, Editors. 2002, Lecture Notes in Physics, Springer Verlag. p. 142-164.
26. A. Ioffe, Wide angle high-resolution spectroscopy at pulsed neutron sources. *Physica B: Condensed Matter*, 2003. 335(1-4): p. 169-173.
27. A. Ioffe, Larmor labelling, polarization analysis and its applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2004. 529(1-3): p. 39-44.
28. A. Ioffe and S. Manoshin, A neutron spin-echo spectrometer based upon thin magnetic film flippers: the simulation of performance. *Physica B: Condensed Matter*, 2004. 345(1-4): p. 235-238.

29. A. Ioffe and S. Manoshin, Larmor labelling by thin spin flippers with rotating magnetic field: simulations of performance of neutron scattering instruments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2004. 529(1-3): p. 45-49.
30. A. Ioffe, Neutron speed echo add-on to TAS: an increase in energy resolution without the use of polarized neutrons. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2004. 272-276: p. 2136-2137.
31. S. Manoshin and A. Ioffe, New modules for the VITESS software package: Time-gradient magnetic fields and neutron refractive lenses. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2008. 586(1): p. 81-85.
32. A. Ioffe, A new neutron spin-echo technique with time-gradient magnetic fields. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2008. 586(1): p. 31-35.
33. A. Ioffe, V. Bodnarchuk, K. Bussmann, R. Müller, and R. Georgii, A new neutron spin-echo spectrometer with time-gradient magnetic fields: First experimental test. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2008. 586(1): p. 36-40.
34. S. Manoshin, A. Belushkin, and A. Ioffe, VITESS polarized neutron suite: allows for the simulation of performance of any existing polarized neutron scattering instrument. *Physica B: Condensed Matter*, 2011. 406(12): p. 2337-2341.
35. A. Ioffe, Spin-echo technique with time-gradient magnetic fields for small-angle neutron scattering and reflectometry. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2011. 634(1): p. S55-S58.
36. S. Manoshin, A. Rubtsov, V. Bodnarchuk, S. Mattauch, and A. Ioffe, Extension of the VITESS polarized neutron suite towards the use of imported magnetic field distributions. *Journal of Physics: Conference Series*, 2014. 528: p. 012033.
37. S. Manoshin, A. Belushkin, and A. Ioffe, Development of the methods for simulating the neutron spectrometers and neutron-scattering experiments. *Physics of Particles and Nuclei*, 2016. 47(4): p. 667-680.
38. A. Ioffe, N. Arend, and W. H. Kraan, Experimental test of the rotating magnetic field neutron spin-echo technique: Spin-echo and MIEZE for large energy transfers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2021. 986., 164749.