

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
ИМ. П. Н. ЛЕБЕДЕВА РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

**Белых Василий Валерьевич**

**Когерентная спектроскопия долгоживущей  
электронной спиновой динамики в  
твёрдых системах**

**1.3.8 – физика конденсированного состояния**

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Москва – 2022

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физическом институте им. П. Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН)

*Официальные оппоненты:*

**Белотелов Владимир Игоревич** – доктор физико-математических наук, профессор РАН, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова”, доцент

**Кулик Леонид Викторович** – доктор физико-математических наук, профессор РАН, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела имени Ю. А. Осипьяна Российской академии наук, ведущий научный сотрудник

**Шамирзаев Тимур Сезгирович** – доктор физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, ведущий научный сотрудник

*Ведущая организация:*

**Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук (г. Санкт-Петербург)**

Защита диссертации состоится 19 сентября 2022 г. в 10 ч. 00 мин. на заседании диссертационного совета 24.1.262.01 при ФИАН по адресу: 119991 Москва, Ленинский проспект 53.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте ФИАН [www.lebedev.ru](http://www.lebedev.ru)

Автореферат разослан “\_\_” \_\_\_\_\_ 2022 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета 24.1.262.01  
доктор физико-математических наук

А. С. Золотко

# Общая характеристика работы

**Актуальность работы.** Данная диссертация посвящена развитию экспериментальных методов исследования спиновой динамики электронов в твердотельных системах, а также явлениям, обнаруженным с помощью этих методов. Поясним более подробно в чем заключается суть решаемых проблем.

Характер динамики спина электрона в магнитном поле определяется его начальной ориентацией относительно поля. Так, если спин ориентирован параллельно полю, то он остается неподвижным пока некоторое возмущение не изменит его направление. Соответствующее время продольной спиновой релаксации обозначается  $T_1$ . Если же спин ориентирован перпендикулярно полю, то он находится в суперпозиции состояний, соответствующих зеемановским подуровням, и происходят квантовые биения, или на классическом языке прецессия спина вокруг магнитного поля  $\mathbf{B}$  с частотой Лармора  $\omega_L = g\mu_B\mathbf{B}/\hbar$ , где  $g$  фактор электрона в твердом теле может существенно отличаться от 2. Однако данная прецессия также имеет конечное время жизни, фаза этой прецессии сбивается в результате внешних воздействий. Соответствующее время называется временем спиновой когерентности и обозначается  $T_2$ .

Именно  $\omega_L$ ,  $T_1$  и  $T_2$  являются основными параметрами, которые измеряются при исследовании спиновой динамики. Их измерению посвящено множество исследований, идущих уже около столетия. И именно измерению этих параметров в различных твердотельных системах и при различных условиях посвящена данная диссертация.

Объясним какую цель преследуют при измерениях  $\omega_L$ ,  $T_1$  и  $T_2$ . Частота Лармора позволяет определить  $g$  фактор, который специфичен для данной системы и дает, в частности, информацию о ее зонной структуре [1]. Детектирование спиновых резонансов с определенными  $g$  факторами позволяет судить о наличии резидентных носителей заряда в системе [A6]. Также сверхтонкое взаимодействие электронных и ядерных спинов проявляется в изменении  $\omega_L$ , которое можно детектировать и получать информацию о ядерной подсистеме [2, 3, A10, A11]. Время спиновой когерентности  $T_2$  – наиболее важный параметр, когда идет речь о применении спина электрона в качестве квантового бита [4]. Именно это время определяет максимальное количество операций, которое можно совершить с таким битом. Отметим, что зачастую время  $T_2$  в твердотельных системах относительно мало (нано- и микросекунды). Однако его можно увеличивать, отрывая спиновую подсистему от шумного окружения с помощью протоколов радиочастотного (РЧ) поля [5, A2]. При этом предел для времени спиновой когерентности определяется временем  $T_1$  [6]. То есть именно время продольной спиновой релаксации  $T_1$  характеризует принципиальную пригодность спиновой системы для практических применений, связанных с квантовыми вычислениями. Так-

же зависимость времени  $T_1$  от различных параметров, таких как температура и магнитное поле, позволяют получить информацию о механизмах спиновой релаксации и даже, подобно сопротивлению, о характере движения носителей заряда.

Для понимания фундаментальных задач, которые решались в данной диссертации, опишем исходный ландшафт знаний о спиновой релаксации, который имел место для полупроводников с отсутствующим центром инверсии, в которых спиновая релаксация движущихся электронов определяется спин-орбитальным взаимодействием при низких температурах. Самый распространенный класс таких систем, который и исследовался в диссертации, – это структуры на основе GaAs. Теоретически основные механизмы релаксации электронного спина в полупроводниках были выяснены еще в 1970-х [7]. При этом экспериментальные исследования были ограничены арсеналом имеющихся методов. Так, с использованием эффекта Ханле, была исследована спиновая релаксация электронов в нулевом магнитном поле при низкой температуре в широком диапазоне плотностей доноров до и после перехода металл–изолятор (metal-to-insulator transition, MIT) [8]. В частности, было показано, что для локализованных электронов время спиновой релаксации электронов определяется в основном сверхтонким взаимодействием со спинами ядер. При увеличении концентрации доноров большую роль приобретает анизотропное обменное взаимодействие между электронными спинами. В металлической фазе спиновая релаксация свободных электронов определяется спин-орбитальным взаимодействием, эффект которого ослабляется столкновениями электронов с донорами, так называемый механизм Дьяконова-Переля [9].

Исследования систем с низкой концентрацией доноров в магнитном поле проводились с использованием методов накачки–зондирования с анализом фотолюминесценции (ФЛ), позволивших получить информацию о времени продольной спиновой релаксации  $T_1$  [10, 11, 12]. Было показано, что продольное поле подавляет дефазировку, вызванную ядерными спинами, а в больших полях включаются механизмы спиновой релаксации, связанные с электрон-фононным взаимодействием. Не совсем ясным оставался механизм спиновой релаксации в режиме промежуточных полей. Наконец, не было подходящих методов для исследования продольной спиновой релаксации для систем с высокой концентрацией доноров, находящихся в металлической фазе, в магнитном поле. Также существовала общая проблема при измерении времени  $T_1$ . При наличии в системе нескольких спиновых мод, например, соответствующих электронам и дыркам, не представляется возможным приписать время  $T_1$  определенной моде.

Неплохо была изучена спиновая динамика в квантовых точках (КТ) с полнотью локализованными электронами. Здесь спин-орбитальное взаимодействие подавлено, а спиновая релаксация определяется сверхтонким взаимодействием

со спинами ядер [13], а в больших полях также фононами. Это же относится и к другим системам с полностью локализованными электронами, в частности, к редкоземельным ионам. Отметим, что эти системы в большом магнитном поле характеризуются длинным временем  $T_1$  и коротким временем дефазировки спинового ансамбля  $T_2^* \ll T_1$ . При этом достаточно сложно определить истинное время когерентности  $T_2$  присущее отдельным спинам, которое может лежать в широком диапазоне  $T_2^* < T_2 < 2T_1$ . Однако в 2006 был открыт эффект синхронизации спиновых мод (spin mode locking) [14], который заключается в выделении определенных частот спиновой прецессии из широкого спектра, соответствующего ансамблю КТ, при его возбуждении периодическими лазерными импульсами. Этот эффект позволяет измерить время  $T_2$ . Тем не менее не было экспериментальных исследований, позволяющих визуализировать модификацию спектра спиновой прецессии при периодическом возбуждении ансамбля КТ. Также данный эффект наблюдался лишь в некоторых системах и вопрос более универсального метода измерения времени  $T_2$  оставался открытым. Здесь стоит отметить, что известный метод спинового эха [15], позволяющий измерить  $T_2$  имеет ограничения по чувствительности и подходит далеко не для всех систем.

Отдельного упоминания заслуживают двумерные системы с квантовыми ямами (КЯ), содержащими резидентные электроны. В отличие от объемных систем, доноры, которые являются рассеивающими центрами для электронов, здесь находятся в барьерах. Таким образом, события рассеяния электронов относительно редки и спиновая релаксация за счет спин-орбитального взаимодействия очень эффективна. Следовательно в малых магнитных полях данные системы характеризуются быстрой спиновой релаксацией, которая может быть изучена обычным методом накачки–зондирования [16] или с помощью измерения динамики ФЛ с разрешением по поляризации [17]. Интересный эффект был обнаружен в КЯ с высокоподвижным электронным газом высокой плотности в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ): при нечетных факторах заполнения  $\nu$  наблюдалось резонансное замедление дефазировки спиновой прецессии [18, 19]. При этом динамика удлинялась настолько, что выходила далеко за диапазон сканирования обычного метода накачки–зондирования, так что вопрос определения реальной величины времени спиновой дефазировки  $T_2^*$  в этом режиме оставался открытым. Кроме того, ожидалось резкое увеличение времени продольной спиновой релаксации  $T_1$  в режиме КЭХ [20], которое требовало экспериментального изучения.

Таким образом, ограничения экспериментальных методов исследования спиновой динамики и связанные с этим открытые вопросы в исследовании электронных систем со свободными и локализованными электронами в магнитном поле при низких температурах определяют **актуальность** данной диссертации.

**Целью** работы является развитие методов спиновой физики, позволяющих измерять долгоживущую спиновую динамику с высоким временным разрешением, дающих доступ к исследованию спиновой когерентности присущей отдельным спинам, а также экспериментальное исследование с помощью данных методов класса систем на основе GaAs со свободными, слабо локализованными и полностью локализованными электронами, а также систем с полностью локализованными электронами в редкоземельных ионах. Для достижения данной цели решались следующие **задачи**:

1. Создание универсального метода, позволяющего измерять спиновую динамику электронного ансамбля в магнитном поле в широком временном диапазоне с высоким временным разрешением.
2. Исследование изменения спиновой динамики в магнитном поле при делокализации электронов в  $n$ -легированном GaAs.
3. Исследование особенностей спиновой релаксации в магнитном поле в  $n$ -GaAs, находящемся в металлической фазе.
4. Исследование продольной спиновой релаксации высокоподвижного электронного газа в квантовых ямах в магнитном поле.
5. Прямое наблюдение эффекта синхронизации спиновых мод в спектре спиновой прецессии ансамбля квантовых точек после их периодического оптического возбуждения.
6. Создание методов измерения и контроля времени спиновой когерентности  $T_2$  в системах с локализованными электронами.
7. Создание селективного метода измерения времени продольной спиновой релаксации, позволяющего поставить в соответствие  $g$  фактору время  $T_1$ .

**Научная новизна.** Все результаты, представленные в данной диссертации, за исключением обзорной главы 1, являются оригинальными. Новизна большинства полученных результатов основывается на разработанном автором расширенном методе накачки–зондирования, позволяющем исследовать в деталях с большим временным разрешением долгоживущую спиновую динамику в широком временном диапазоне. Данные измерения ранее были недоступны стандартным методом накачки–зондирования. Это позволило радикально расширить область исследуемых режимов по магнитному полю, степени локализации электронов и обнаружить новые явления, связанные с особенностями спиновой релаксации. Также автором были разработаны оригинальные радиооптические

методы измерения времени спиновой когерентности для спинов, свободных от влияния шумного окружения, и селективного измерения времени продольной спиновой релаксации.

**Теоретическая и практическая значимость работы.** Расширенный метод накачки–зондирования для исследования спиновой динамики, представленный в данной диссертации, позволил наблюдать новые эффекты в хорошо исследованных, а также новых системах. Это радикальное изменение характера спиновой релаксации при делокализации электронов [A12], большая роль спиновой диффузии в системах со слабо локализованными электронами, которая ранее обсуждалась лишь теоретически [21]. Обнаружение проявлений чисто транспортного явления слабой локализации в спиновой релаксации [A8], которое позволило подтвердить теоретические предсказания [22]. Обнаружение предсказанного теоретически [20] резкого замедления продольной спиновой релаксации в режиме квантового эффекта Холла [A5]. Проверка ряда теорий спиновой синхронизации мод ансамбля квантовых точек после периодического лазерного возбуждения прямыми экспериментальными наблюдениями [A11, A10]. Расширенный метод накачки–зондирования также использовался для изучения систем на основе CdTe [23] и перовскитов [3]. Перечисленные результаты получены при гелиевых температурах, когда время спиновой релаксации характеризуется временным диапазоном от десятков наносекунд до миллисекунд, при этом период спиновой прецессии в магнитном поле может лежать в пикосекундном диапазоне.

Понимание механизмов спиновой релаксации, которые исследовались в данной работе, важно и с практической стороны при рассмотрении спина локализованного электрона в качестве квантового бита. Здесь решающую роль играет время спиновой когерентности  $T_2$ , измерение которого, как уже было упомянуто, весьма нетривиально. Для определения времени  $T_2$  был разработан радиооптический метод накачки–зондирования [A7, A4], а также метод стимулированного резонансного спинового усиления [A2], основанный на эффекте комбинированного радиооптического резонанса [A3]. Метод стимулированного резонансного спинового усиления также позволил увеличить  $T_2$ , отрывая электронную спиновую систему от ядерной спиновой системы.

В данной диссертации также была решена проблема селективного определения времени продольной спиновой релаксации  $T_1$ . Был разработан радиооптический метод резонансной спиновой инерции, обладающий высокой чувствительностью, который, в частности, позволил измерить анизотропию времени  $T_1$  в  $\text{Ce}^{3+}:\text{YAG}$  [A1]. Этот метод будет полезен для определения  $T_1$  в системах, характеризующихся несколькими спиновыми резонансами.

## Положения, выносимые на защиту.

1. Разработан расширенный метод накачки–зондирования с измерением фарадеевского/керровского вращения, позволяющий регистрировать спиновую динамику в широком временном диапазоне с пикосекундным разрешением.
2. Времена продольной спиновой релаксации и дефазировки спинового ансамбля в  $n$ -легированном GaAs с плотностью доноров ниже пороговой плотности перехода металл–изолятор связаны обратным соотношением  $T_1 T_2^* \approx const$ , которое выполняется при изменении магнитного поля и температуры.
3. Спиновая динамика в  $n$ -GaAs в магнитном поле претерпевает радикальное изменение при делокализации электронов за счет увеличения концентрации доноров или при увеличении температуры. Спиновая система преимущественно локализованных электронов характеризуется большой неоднородностью частот ларморовской прецессии, коротким временем дефазировки спинового ансамбля  $T_2^*$  и длинным временем  $T_1 \gg T_2^*$ . Для делокализованных электронов разброс частот прецессии минимален, и система характеризуется близкими и не очень длинными временами  $T_1 \sim T_2^*$ .
4. В  $n$ -GaAs, находящемся в металлической фазе вблизи перехода металл–изолятор, спиновая релаксация подвержена влиянию эффекта слабой локализации, который проявляется в увеличении времени продольной спиновой релаксации  $T_1$  на несколько десятков процентов. Этот эффект разрушается при увеличении магнитного поля или температуры.
5. В квантовой яме на основе GaAs с высокоподвижным электронным газом в режиме квантового эффекта Холла продольная спиновая релаксация испытывает резонансное замедление на четных факторах заполнения  $\nu$ . В частности, при  $\nu = 2$  время  $T_1$  достигает субмикросекундных значений.
6. Спектр свободной спиновой прецессии ансамбля однократно заряженных (In,Ga)As/GaAs квантовых точек после периодического импульсного лазерного возбуждения характеризуется модовой структурой, причем ширина мод сравнима с межмодовым расстоянием. Динамическая поляризация спинов ядер радикально ускоряет формирование модовой структуры.
7. Разработан радиооптический метод накачки–зондирования, в котором спиновая ориентация осуществляется импульсом радиочастотного поля, а детектирование спиновой динамики – оптическим импульсом. Данный метод позволяет определять частоту спиновой прецессии и времена спиновой релаксации.

8. Периодическое оптическое возбуждение спиновой системы может существенно усиливать электронный парамагнитный резонанс, когда частота РЧ поля совпадает с частотой следования лазерных импульсов и частотой спиновой прецессии, то есть в условиях комбинированного резонанса.
9. При периодическом оптическом возбуждении неоднородной спиновой системы и приложении РЧ поля в условиях комбинированного резонанса возникает эффект стимулированного резонансного спинового усиления. Данный эффект позволяет определить время спиновой когерентности  $T_2$ , свободное от влияния шумного окружения. При изменении частоты РЧ поля относительно частоты следования лазерных импульсов для системы ионов церия в решетке аллюмо-иттриевого граната,  $\text{Ce}^{3+}:\text{YAG}$ , наблюдается спиновый резонанс шириной в несколько десятков–сотен герц, соответствующий миллисекундному времени спиновой когерентности.
10. Разработан метод резонансной спиновой инерции, позволяющий определить время продольной спиновой релаксации  $T_1$  и поставить его в соответствие конкретному  $g$  фактору. С его помощью, в частности, была обнаружена сильная анизотропия времени  $T_1$  в  $\text{Ce}^{3+}:\text{YAG}$ . Метод основан на оптической ориентации и оптическом детектировании спиновой поляризации и воздействии на нее резонансным РЧ полем, промодулированным по амплитуде.

**Достоверность полученных результатов.** Достоверность результатов, полученных в диссертации с помощью оригинальных методов, подтверждается их сравнением с известными результатами, полученными классическими методами в ограниченных возможностях этих методов диапазоне параметров, например, с временами спиновой релаксации в нулевом поле, измеренными с помощью эффекта Ханле. Часть результатов, относящихся к слабой локализации, проверялась сопоставлением результатов оптических измерений спиновой динамики и транспортных измерений. Адекватность новых методов, представленных в данной диссертации, проверялась их применением к системам с известными параметрами спиновой динамики, измеренными другими методами. Также достоверность всех представленных экспериментальных результатов подтверждается их сопоставлением с теоретическими расчетами.

**Апробация работы.** Результаты данной диссертации докладывались на ведущих тематических конференциях: 33rd International Conference on the Physics of Semiconductors (ICPS 2016, Пекин), 34th International Conference on the Physics of Semiconductors (ICPS 2018, Монпелье, Франция), Nonlinear Optics and Excitation Kinetics in Semiconductors (NOEKS13 2016, Дортмунд, Германия), 9th International Conference on Physics and Applications of Spin-Related Phenomena in Solids (PASPS 2016, Кобе, Япония), XIII Российская конференция по физике полупроводников

( Полупроводники-2017, Екатеринбург), XIV Российская конференция по физике полупроводников (Полупроводники-2019, Новосибирск), E. F. Gross-Symposium: Excitons in Crystals and Nanostructures (2017, Санкт-Петербург), 50 Years of Optical Orientation in Semiconductors (2018, Париж), V Conference on Quantum Technologies (ICQT 2019, Москва), 28th International Symposium on Nanostructures: Physics and Technology (2020, Минск), XII Международный симпозиум по фотонному эхо и когерентной спектроскопии (ФЭКС 2021, Казань), XXVI международный симпозиум «Нанопизика и наноэлектроника» (2022, Нижний Новгород). Также результаты диссертации неоднократно докладывались на семинарах TU Dortmund, ФИАН, низкоразмерном семинаре в ФТИ им. Иоффе, семинаре SOLAB в СПбГУ.

**Публикации.** Основные результаты диссертации опубликованы в 17-ти статьях [A1-A17] в научных рецензируемых журналах, индексируемых базой данных Web of Science и в 11-ти тезисах конференций [B1-B11].

**Личный вклад автора** в данной работе заключался в постановке задач, а также в ведущей роли в создании и/или модификации экспериментальных установок, проведении экспериментов, интерпретации результатов, а в части работ также в теоретическом описании экспериментальных результатов. Представление в диссертации экспериментальных результатов, не полученных автором лично или при его активном участии, сопровождается указанием их авторства. Также в явном виде в диссертации указан вклад теоретиков.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из *введения*, шести глав и *заключения*, содержит 222 страницы, 76 иллюстраций, 2 таблицы и список литературы из 245-и наименований.

## Основное содержание работы

Во **введении** описана постановка вопроса, основные проблемы имеющиеся в исследовании спиновой динамики в твердотельных системах, актуальность работы и решаемые задачи.

**Глава 1 “Спиновая динамика: оптические методы и основные эффекты”.**

Методы исследования электронной спиновой динамики можно условно разделить на методы с использованием РЧ поля, частота которого подстраивается в резонанс с частотой Лармора, и оптические методы, где ориентация и детектирование спина осуществляется с помощью света, резонансного с энергией межзонного перехода. Здесь мы будем использовать термин “РЧ поле” весьма условно, подразумевая излучение не только в РЧ, но и в микроволновом диапа-

зоне. Первый класс методов основан на эффекте электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), тогда как второй класс методов основан на эффекте оптической ориентации.

В этой главе описана суть эффектов ЭПР и оптической ориентации, а также приведен краткий обзор эффектов и классических оптических методов исследования спиновой динамики электронов в твердотельных системах, на базе которых построены оригинальные методы, представленные в дальнейших главах диссертации.

- *Эффект ЭПР* заключается в резонансном поглощении РЧ поля спиновой системой, когда частота РЧ поля совпадает с частотой Лармора [24].
- *Эффект оптической ориентации* заключается в ориентации спинов электронов циркулярно поляризованным светом [7].
- *Эффект Ханле* заключается в подавлении циркулярной поляризации ФЛ, возникшей в результате оптической ориентации, поперечным магнитным полем. Степень циркулярной поляризации ФЛ в нулевом поле, а также характерное поле, требуемое для подавления поляризации, позволяют определить время спиновой релаксации и время рекомбинации носителей заряда [7].
- *Динамика степени циркулярной поляризации фотолюминесценции.* Наблюдение динамики ФЛ с разрешением по поляризации после ее возбуждения циркулярно поляризованным светом позволяет наблюдать спиновые биения и, в частности, определить  $g$  фактор носителей заряда [17]. Для исследования медленной продольной спиновой релаксации резидентных носителей заряда применяют модифицированный метод, основанный на регистрации ФЛ по принципу накачка–зондирование [10].
- *Метод накачки–зондирования с измерением фарадеевского/керровского вращения* заключается в спиновой ориентации системы циркулярно поляризованным лазерным импульсом и зондировании линейно поляризованным лазерным импульсом с измерением фарадеевского (керровского) вращения плоскости поляризации зондирующего импульса прошедшего через образец (отраженного от образца) [16, 25].
- *Резонансное спиновое усиление (PCU)* заключается в усилении долгоживущей спиновой прецессии, когда частота Лармора  $f_L = \omega_L/2\pi$  кратна частоте следования лазерных импульсов  $f_o$ :  $f_L = m f_o$  где  $m = 0, 1, 2, \dots$  [26]. Данный эффект приводит к возникновению резонансов в зависимости амплитуды спиновой прецессии от магнитного поля и позволяет определить  $g$  фактор и время спиновой дефазировки  $T_2^*$ .

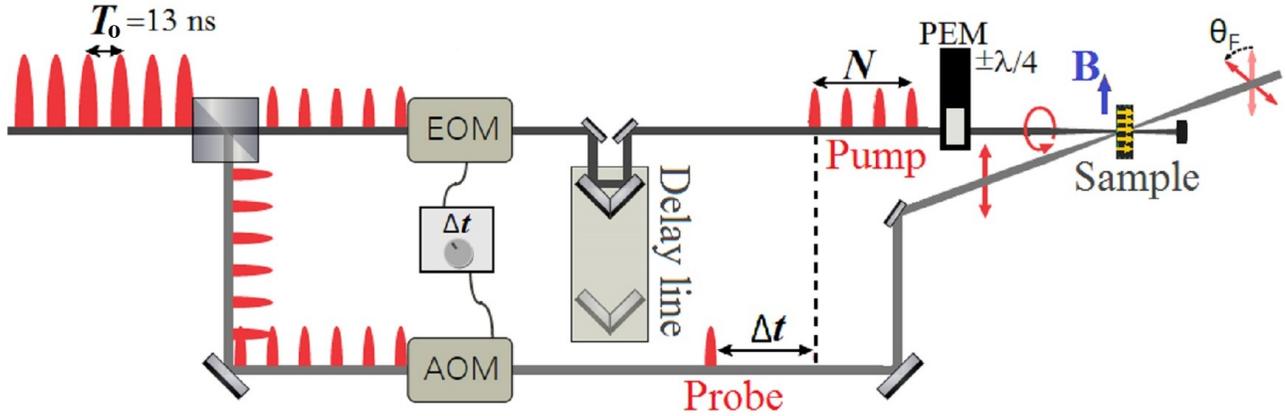


Рис. 1: Схема расширенного метода накачки–зондирования с измерением фарадеевского вращения [A16]. АОМ – акустооптический модулятор, ЕОМ – электрооптический модулятор, РЕМ – фотоэластический модулятор.

- *Метод спинового шума* заключается в измерении динамики флуктуаций спиновой поляризации в магнитном поле посредством измерения фарадеевского/керровского вращения [27]. Спектр динамики спиновых флуктуаций демонстрирует пик на частоте Лармора, позволяя определить  $g$  фактор, а также время  $T_2^*$  (из ширины данного пика).
- *Метод спиновой инерции* заключается в модуляции оптической спиновой накачки и регистрации ответной модуляции спиновой поляризации в продольном магнитном поле [28]. Амплитуда последней зависит от отношения периода модуляции и времени  $T_1$ , что позволяет определить  $T_1$ .

Перечислены области применения данных методов, их достоинства и недостатки.

## Глава 2 “Проявления эффектов локализации в спиновой динамике электронов в объемном $n$ -GaAs”.

Известно, в полупроводниках без центра инверсии, таких как GaAs, движение электрона тесно связано с его спиновой динамикой за счет спин-орбитального взаимодействия. В частности, поэтому спиновая релаксация существенно зависит от степени локализации электронов. Целью настоящей главы является построение как можно более общей картины изменения электронной спиновой динамики в полупроводниках на примере  $n$ -GaAs как в продольном, так и в поперечном магнитном поле в зависимости от степени локализации электронов, которая меняется как с помощью изменения температуры, так и за счет исследования образцов с разными концентрациями доноров. Сложность решения

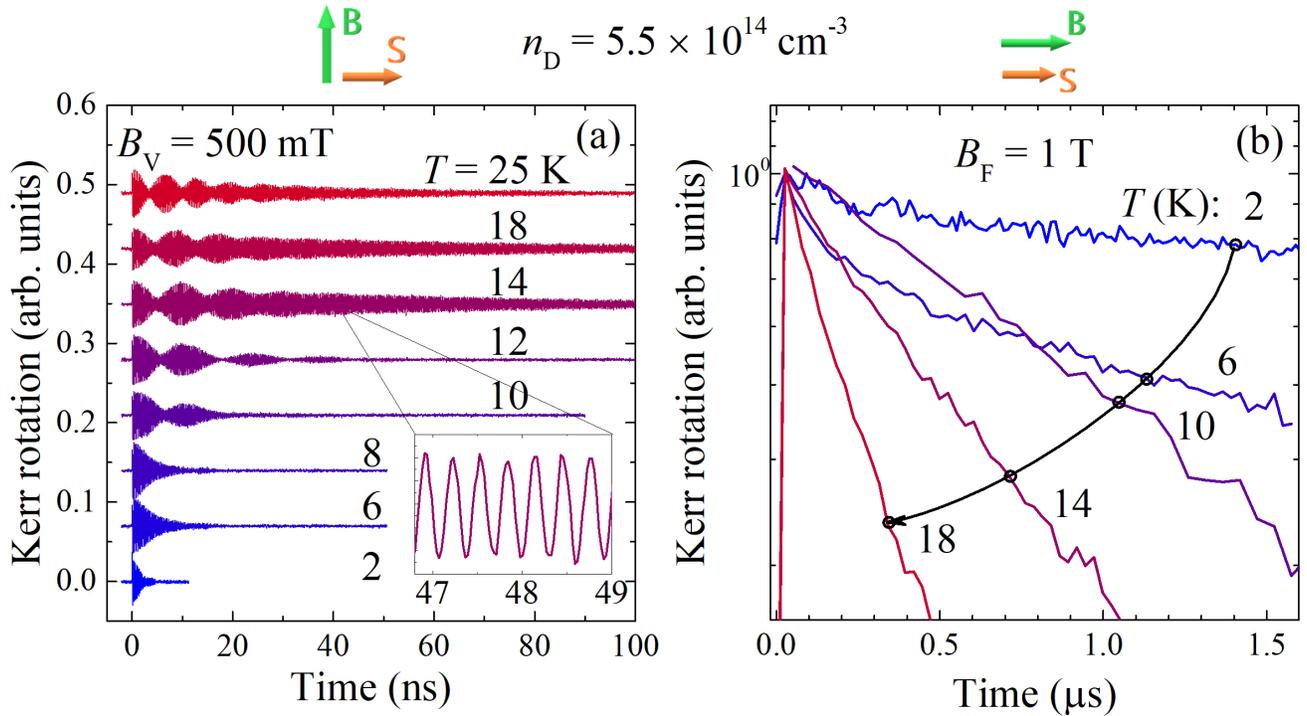


Рис. 2: (а) Динамика сигнала керровского вращения в магнитном поле, приложенном в геометрии Фогта, при различных температурах. Во вставке показан увеличенный участок динамики. (б) Динамика сигнала керровского вращения при различных температурах в магнитном поле, приложенном в геометрии Фарадея. (а)-(б) Образец  $n$ -GaAs с  $n_D = 5.5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ .

данной задачи обусловлена тем, что в зависимости от концентрации доноров, магнитного поля и температуры когерентная спиновая динамика в данной системе может характеризоваться временами затухания в десятки, сотни и тысячи наносекунд, тогда как период спиновой прецессии в больших полях находится в пикосекундном диапазоне. Это делало прямое наблюдение спиновой динамики в данной системе в общем случае недоступным.

В этой главе представлено расширение метода накачки–зондирования с измерением фарадеевского/керровского вращения, которое позволяет напрямую наблюдать спиновую динамику в широком временном диапазоне с пикосекундным временным разрешением [A16]. В отличие от стандартного метода, здесь используются синхронизированные оптические модуляторы в лучах накачки и зондирования, которые вырезают по одному или несколько (для накачки) лазерных импульсов, позволяя менять задержку между импульсом накачки (или цугом импульсов) и импульсом зондирования с шагом кратным периоду повторения лазерных импульсов  $T_0$ . Точная настройка задержки между импульсами

осуществляется с помощью механической линии задержки (Рис. 1). Расширенный метода накачки–зондирования позволяет не только исследовать исследовать долгоживущую спиновую динамику, но и управлять спиновой системой, контролируя последовательность импульсов накачки. Последняя особенность была использована использована для исследования возникновения резонансного спинового усиления с увеличением числа импульсов накачки  $N$  в цуге, предшествующем зондирующему импульсу.

В этой главе и во всех последующих главах измерения проводились при гелиевых температурах, а образец находился в криостате. Постоянное магнитное поле создавалось либо сверхпроводящим соленоидом, либо постоянным магнитом, находящимся снаружи криостата. Во всех экспериментах для создания и детектирования спиновой поляризации использовался импульсный титан-сапфировый лазер, излучающий импульсы длительностью до 2 пс с частотой повторения 76 МГц. Детектирование фарадеевского (керровского) вращения линейной поляризации зондирующего луча после прохождения его через образец (или его отражения от образца) осуществлялось по стандартной схеме, подробно описанной в разделе 1.6 диссертации, с использованием призмы Волластона и балансного детектора. В целях синхронного детектирования и во избежание накопления ядерной поляризации, поляризация луча накачки модулировалась между  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  с помощью фотоэластического модулятора (ФЭМ).

Применение расширенного метода накачки–зондирования позволило получить качественно новые данные и обобщить представление о поведении спиновой системы при делокализации электронов [A12]. Как один из примеров наблюдаемых эффектов Рис. 2(а) показывает динамики спиновой прецессии, измеренные при различных температурах в поле  $B_V = 500$  мТл, приложенном в геометрии Фогта, перпендикулярно лучу накачки, для образца с концентрацией доноров  $n_D = 5.5 \times 10^{14}$  см $^{-3}$  ниже перехода металл–изолятор. С ростом температуры динамика значительно удлиняется, и в результате этого в ней начинают проявляться медленные биения. Биения вызваны расщеплением распределения  $g$ -факторов  $\Delta g \approx 1.5 \times 10^{-2}$ , которое может быть связано с различными электронными подансамблями, например, локализованными и свободными электронами. Увеличение времени спиновой дефазировки с ростом температуры от 2 нс при  $T = 2$  К до 100 нс при  $T = 14$  К кажется весьма необычным. Это связано с динамическим сужением (motional narrowing) [29], которому способствует обменное взаимодействие [30]. Когда часть электронов становится подвижными, они эффективно передают спин между электронами на донорах посредством обменного взаимодействия, что приводит к уменьшению времени спиновой корреляции  $\tau_c$  для электронов на отдельных донорах [8]. В результате  $g$  фактор усредняется по многим донорам, что приводит к сужению общего распределения  $g$ -фактора. Уменьшение  $T_2^*$  при дальнейшем увеличении температуры, по-видимому, связа-

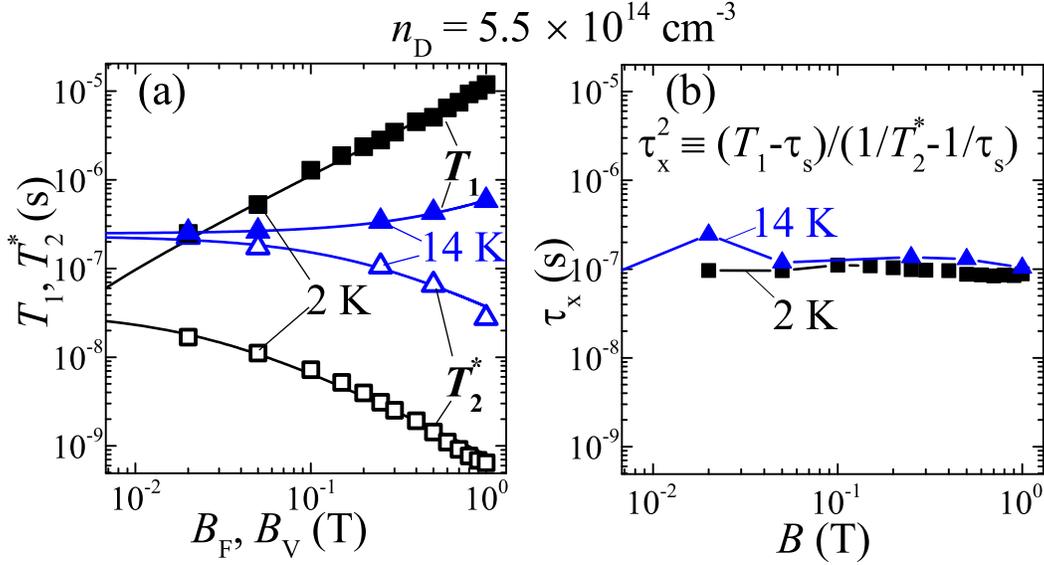


Рис. 3: (а) Зависимости времени продольной спиной релаксации  $T_1$  (полные символы) и времени спиновой дефазировки  $T_2^*$  (пустые символы) от магнитного поля при  $T = 2$  К и 14 К. (б) Зависимости времени  $\tau_x = \sqrt{(T_1 - \tau_s)/(1/T_2^* - 1/\tau_s)}$  от магнитного поля при  $T = 2$  К и 14 К, где  $\tau_s = T_1(B = 0) = T_2^*(B = 0)$ . (а), (б) Образец  $n$ -GaAs с  $n_D = 5.5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  [A12].

но с дальнейшей делокализацией электронов, увеличением их импульса и, как следствие, усилением релаксации Дьяконова-Переля [9]. Интересно, что динамика продольной спиновой релаксации в магнитном поле  $B_F = 1$  Тл, приложенном параллельно нормали к образцу и параллельно оптической оси (геометрия Фарадея) [Рис. 2(b)] при увеличении температуры ускоряется во всем исследуемом температурном диапазоне.

Поведение времени затухания прецессии спинового ансамбля  $T_2^*$  явно антикоррелирует с поведением времени продольной спиновой релаксации  $T_1$  при изменении магнитного поля и температуры [Рис. 3(a)]. Эту антикорреляцию можно описать простым соотношением

$$T_1 T_2^* \approx \text{const}, \quad (1)$$

где  $T_1$  и  $T_2^*$  определяются для одинаковой величины магнитного поля и одинаковой температуры. При том, что времена  $T_1$  и  $T_2^*$  в отдельности меняются на 2 порядка, изменение времени среднего геометрического времени  $\tau_x$  как с магнитным полем, так и с температурой весьма незначительны [Рис. 3(b)]. Соотношение (1), выглядит тем более удивительно, если вспомнить, что  $T_2^*$  определяется в основном разбросом  $g$  факторов, то есть неоднородностью в системе, тогда как считается, что  $T_1$  определяется однородными факторами и не чувствительно к

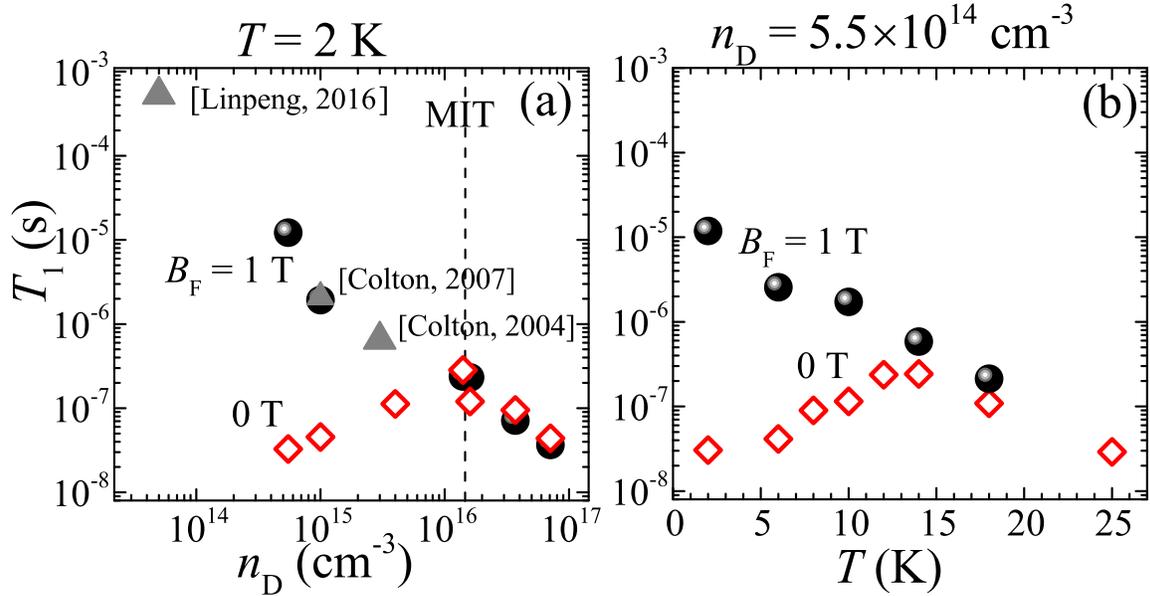


Рис. 4: (a) Зависимость времени продольной спиновой релаксации  $T_1$  от концентрации доноров в  $n$ -GaAs в нулевом магнитном поле (открытые символы) и в поле  $B_F = 1$  Тл (полные символы) при  $T = 2$  К. Треугольниками показаны данные из работ [10, 11, 12]. (b) Зависимость времени продольной спиновой релаксации  $T_1$  от температуры в нулевом магнитном поле (открытые символы) и в поле  $B_F = 1$  Тл (полные символы) для образца  $n$ -GaAs с  $n_D = 5.5 \times 10^{14}$   $\text{cm}^{-3}$  [A12].

неоднородности. Это может быть связано с тем, что скорость продольной спиновой релаксации определяется скоростью спиновой диффузии, которая зависит от разброса ларморовских частот, который в свою очередь определяет время  $T_2^*$  [21].

На Рис. 4 приведены времена продольной спиновой релаксации при  $B_F = 0$  и 1 Тл в зависимости от концентрации доноров [Рис. 4(a)] и температуры [Рис. 4(b)]. Время  $T_1$  при  $B_F = 1$  Тл монотонно убывает при изменении  $n_D$  на три порядка без изменения характера зависимости при переходе МИТ. С другой стороны,  $T_1$  в нулевом магнитном поле сначала увеличивается с увеличением  $n_D$ , будучи значительно меньше  $T_1(B_F = 1$  Тл). После достижения порога МИТ  $T_1(B = 0)$  сравнивается с  $T_1(B_F = 1$  Тл) и начинает уменьшаться. То есть наблюдается “развилка” с узлом на пороге МИТ. Описанное поведение относится и к зависимости  $T_1$  от температуры [Рис. 4(b)] для образца с низкой концентрацией доноров  $5.5 \times 10^{14}$   $\text{cm}^{-3}$ , и указывает на начало делокализации при 14 К. Выше этой температуры  $T_1$  слабо зависит от магнитного поля.

Итак, делокализация электронов ярко проявляется в спиновой динамике. В фазе изолятора, при низкой концентрации доноров и низкой температуре, элек-

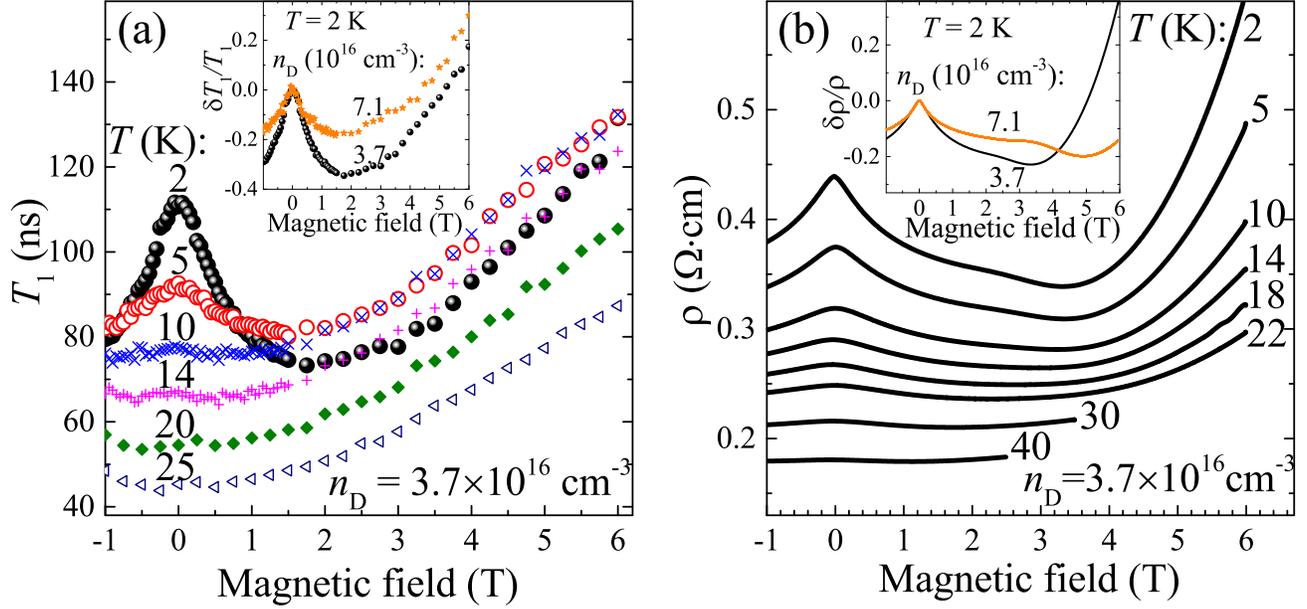


Рис. 5: Зависимости времени продольной спиновой релаксации  $T_1$  от магнитного поля при различных температурах для образца  $n$ -GaAs с  $n_D = 3.7 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Во вставке показаны магнитополевые зависимости относительного изменения времени продольной спиновой релаксации  $T_1(B)/T_1(0) - 1$  для двух образцов с различными концентрациями доноров при  $T = 2 \text{ К}$ . (b) Зависимости удельного сопротивления от магнитного поля при различных температурах для образца с  $n_D = 3.7 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Во вставке показаны магнитополевые зависимости относительного изменения удельного сопротивления  $\rho(B)/\rho(0) - 1$  для двух образцов с различными концентрациями доноров при  $T = 2 \text{ К}$ . [A8].

тронная спиновая система характеризуется большим неоднородным разбросом частот ларморовской прецессии, большой разницей во временах продольной и поперечной релаксации спинового ансамбля, которые имеют сильную зависимость от магнитного поля. При увеличении концентрации доноров либо температуры, так, что электроны (скорее их спины) становятся подвижными, разброс частот ларморовской прецессии уменьшается, времена  $T_1$  и  $T_2^*$  становятся близкими по значению и слабо зависящими от магнитного поля.

Далее в главе была исследована продольная спиновая релаксация в образце  $n$ -GaAs при концентрации доноров  $n_D$  чуть выше порога МИТ. При низких температурах мы обнаружили anomalous уменьшение времени  $T_1$  с магнитным полем [Рис. 5(a)]. При этом классическая теория [31] предсказывает рост  $T_1$  с ростом поля в основном за счет циклотронного движения свободных носителей заряда. Мы подробно исследовали данную аномалию и показали, что она

связана с квантовым эффектом, слабой локализацией электронов. Слабая локализация возникает за счет конструктивной интерференции волновых функций электронов движущихся по круговой траектории по и против часовой стрелки через одну и ту же конфигурацию примесей. Магнитное поле разрушает конструктивную интерференцию, вводя разность фаз между двумя противоположными траекториями. Слабая локализация замедляет рассеяние и приводит к отрицательному магнитосопротивлению [32]. Оказывается, что слабая локализация также приводит к замедлению спиновой релаксации, которая также зависит от характера движения электрона за счет спин-орбитального взаимодействия в  $n$ -GaAs. Транспортные измерения на тех же образцах подтверждают наличие слабой локализации [Рис. 5(b)], причем отрицательное магнитосопротивление наблюдается в том же диапазоне магнитных полей и температур, что и аномальной зависимостью  $T_1$  от магнитного поля [A8]. Это показывает, что физика, изучаемая в транспортных экспериментах, которые охватывают всю совокупность физических явлений между электрическими контактами, может быть изучена локально в пределах лазерного пятна посредством исследования спиновой динамики электронов. Потенциал этого подхода использован и для исследования двумерных систем в следующей главе.

### **Глава 3 “Спиновая динамика в низкоразмерных системах на основе GaAs: режим квантового эффекта Холла в квантовых ямах и синхронизация спиновых мод в квантовых точках”.**

Особый интерес представляет спиновая динамика высокоподвижного двумерного электронного газа (ДЭГ) в КЯ. Здесь электроны свободны, и в спиновой релаксации преобладает механизм Дьяконова-Переля. При увеличении магнитного поля можно ожидать сильного проявления транспортных эффектов в спиновой релаксации. Наиболее известным явлением, связанным с движением электронов ДЭГ в магнитном поле, является квантовый эффект Холла (КЭХ) [33]. Он имеет место при низких температурах в сильных магнитных полях, приложенных вдоль нормали к образцу, когда расстояние между уровнями Ландау превышает тепловое уширение и неоднородность потенциала КЯ. В этой главе мы исследовали продольную и поперечную динамику спина в ДЭГ с концентрацией  $n_e \approx 1 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и подвижностью  $\mu_e > 2 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$  (при  $T = 2 \text{ К}$ ) в КЯ GaAs/AlGaAs при низких температурах в сильных магнитных полях, используя расширенный метод накачки-зондирования с измерением вращения Керра. Показано, что магнитное поле, приложенное вдоль нормали к образцу, резко подавляет как продольную, так и поперечную спиновую релаксацию. В малых магнитных полях время продольной спиновой релаксации квадратично возрастает с полем (Рис. 6), что предсказывает классическая теория [31]. Затем зависимость времени  $T_1$  от магнитного поля становится линейной с наклоном, обратно про-

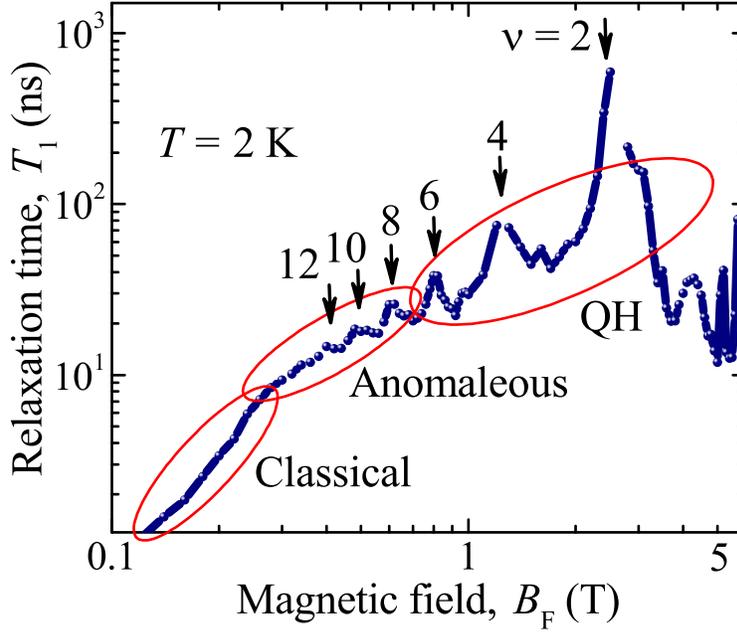


Рис. 6: (а) Зависимость времени  $T_1$  от магнитного поля приложенного вдоль нормали к GaAs/AlGaAs КЯ с высокоподвижным ДЭГ при  $T = 2$  К [А3].

порциональным температуре. Это поведение является аномальным и не имеет хорошего объяснения. Здесь следует отметить, что время спиновой релаксации тесно связано с пространственной диффузией электронов. При этом аномальное поведение диффузии, соответствующее нашим измерениям, наблюдалось ранее в намагниченной плазме и называется диффузией Бома. При более высоких полях, когда расстояние между уровнями Ландау превышает их уширение, в зависимости времен спиновой релаксации от магнитного поля появляются пики так, что  $T_1$  и  $T_2^*$  имеют максимумы при четных и нечетных факторах заполнения, соответственно. Пики в зависимости  $T_1$  от магнитного поля (Рис. 6) связаны с минимумами плотности состояний на уровне Ферми и соответствуют переходу при высоких полях и низких температурах в режим квантового эффекта Холла [А3].

Также в данной главе представлены исследования спиновой динамики в нульмерных системах – однократно заряженных (In,Ga)As/GaAs КТ. В частности, описаны новые достижения в исследовании эффекта синхронизации спиновых мод (ССМ) [14]. Впервые были получены спектры прецессии электронного спинового ансамбля в квантовых точках, накачиваемых цугами лазерных импульсов [А10]; именно спектр спиновой прецессии является отправной точкой при изучении эффекта ССМ. Получение данных спектров оказалось возможным благодаря применению расширенного метода накачки-зондирования, позволив-

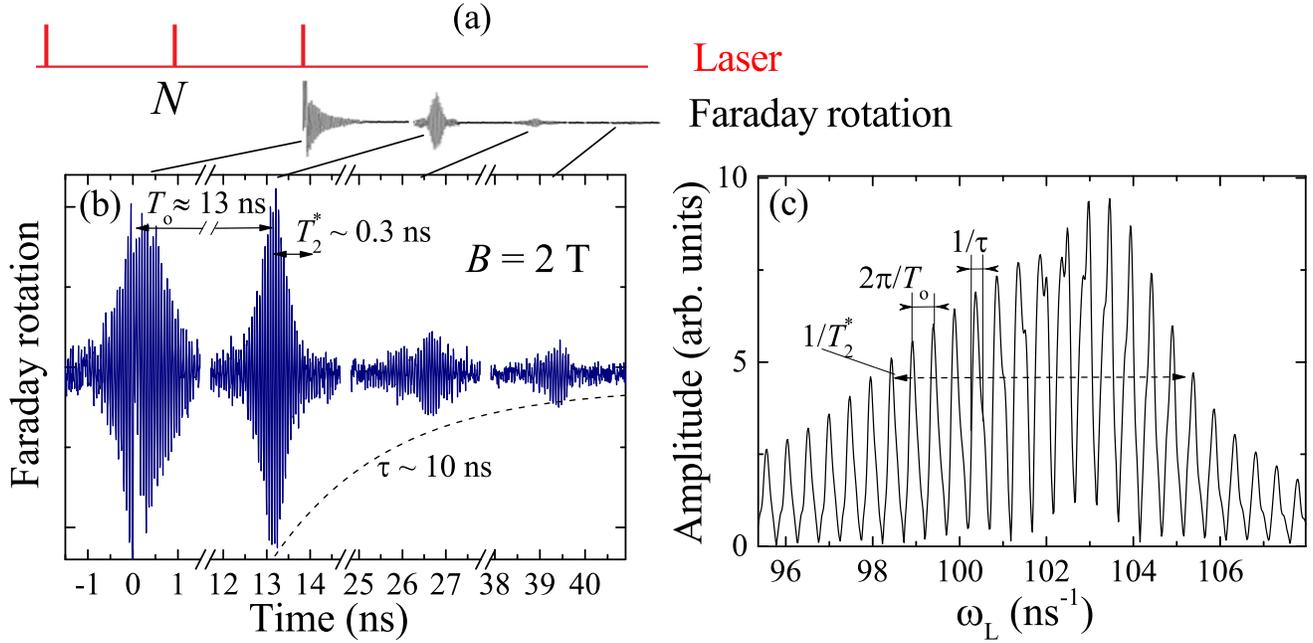


Рис. 7: (a) Последовательность из  $N$  лазерных импульсов, которая прерывается, и далее происходят периодические затухания и возрождения спиновой прецессии для ансамбля однократно заряженных (In,Ga)As/GaAs КТ. (b) Спиновая динамика после 8 лазерных импульсов в магнитном поле  $B = 2$  Тл, приложенном в геометрии Фогта. Момент времени  $t = 0$  соответствует приходу последнего лазерного импульса. (c) Спектр свободной спиновой прецессии, полученный как преобразование Фурье спиновой прецессии после прихода последнего импульса. Полная ширина спектра определяется временем неоднородной спиновой дефазировки  $T_2^*$ , расстояние между модами - периодом следования импульсов  $T_o$ , а ширина мод - временем затухания цугов спиновой прецессии. (b)-(c)  $T = 6$  К [A10].

шему измерить долгоживущую спиновую динамику и контролировать протокол импульсов накачки. Была измерена свободная эволюция спиновой поляризации [Рис. 7(b)] после резкой остановки импульсов накачки [Рис. 7(a)]. Оказалось, что, действительно, спектр имеет модовую структуру [Рис. 7(c)], определяемую периодичностью накачки. При этом ширина каждой моды оказалась намного больше, чем  $1/T_2$  ( $T_2 \sim 1$  мкс [14]), чего не ожидалось в рамках многих теорий ССМ. Также мы смогли выделить вклад поляризации ядерных спинов в динамику электронных спинов и в эффект ССМ, прикладывая радиочастотное поле, дполяризуя ядерную спиновую систему. Мы показали, что наличие ядерной фокусировки делает электронные спиновые моды значительно более выраженными и индуцирует дополнительные моды в антирезонансах ларморовской частоты и частоты повторения лазерных импульсов [A11]. Было обнаружено, что при наличии ядерной фокусировки увеличение числа импульсов в цуге накачки приводит к резкому насыщению центральных мод и быстрому уширению спектра спиновой прецессии, то есть поле Оверхаузера выталкивает спины электронов в боковые моды, которые не накачиваются напрямую. При отсутствии ядерной фокусировки, увеличение числа импульсов накачки приводит к медленному росту амплитуды мод спиновой прецессии, давая нижнюю оценку в 0.5 мкс на время спиновой когерентности  $T_2$ .

#### **Глава 4 “Когерентная радиооптическая спектроскопия спиновой динамики”.**

В данной главе показано, что метод накачки–зондирования с измерением фарадеевского/керровского вращения можно обобщить на использование накачки осциллирующим РЧ магнитным полем и оптического зондирования. Применяя различные протоколы РЧ поля это позволит измерять все три основных времени спиновой релаксации  $T_1$ ,  $T_2$  и  $T_2^*$ .

В экспериментах, приведенных в данной главе, в качестве образца использовался объемный  $n$ -GaAs с концентрацией доноров  $1.4 \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup> вблизи порога перехода металл–изолятор, что соответствует наибольшим временам спиновой релаксации в нулевом магнитном поле (200-300 нс) [8]. Этот образец – яркий пример однородной системы, где динамическое усреднение устраняет разброс частот прецессии электронов и спиновый ансамбль характеризуется временем спиновой дефазировки  $T_2^*$ , совпадающим со временем спиновой когерентности индивидуальных электронов  $T_2$ . Общая схема эксперимента, используемая с незначительными вариациями практически во всех радиооптических методах исследования спиновой динамики, представленных в данной и последующих главах приведена на Рис. 8. Переменное магнитное поле прикладывалось с использованием РЧ катушки. Также на образец подавалось линейно поляризованное излучение импульсного титан-сапфирового лазера, которое использовалось

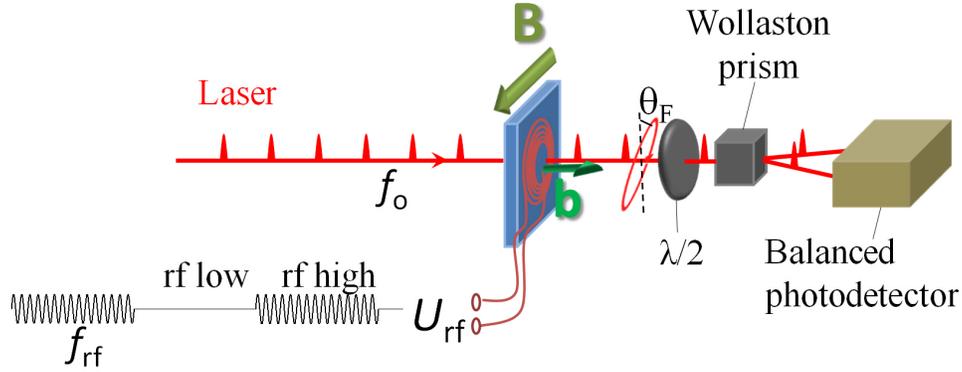


Рис. 8: Схема радиооптического эксперимента, используемая с небольшими вариациями в главах 4-6.

для детектирования спиновой поляризации посредством измерения угла фарадеевского вращения поляризации луча, прошедшего через образец. Импульсы напряжения РЧ поля синхронизировались с лазерными импульсами и между ними изменялась задержка электронно с помощью генератора. В этих экспериментах частота следования лазерных импульсов понижалась с использованием АОМ, а период следования импульсов был много больше, чем времена спиновой релаксации, так чтобы спиновая поляризация, созданная предыдущим импульсом затухала к приходу следующего импульса.

В магнитном поле  $\mathbf{B}_{\text{tot}}$ , которое складывается из суммы постоянного поля и поля РЧ катушки  $\mathbf{B}_{\text{tot}} = \mathbf{B} + \mathbf{b}(t)$  возникает зеемановское расщепление спиновых уровней электрона  $E_Z = |g|\mu_B B_{\text{tot}}$ . Равновесное распределение электронов по спиновым уровням соответствует распределению Ферми-Дирака. Как следствие этого распределения нижний спиновый уровень заполнен несколько больше чем верхний и возникает равновесная спиновая поляризация  $\mathbf{S}_{\text{st}} \propto \mathbf{B}_{\text{tot}}$ . При резком изменении магнитного поля за счет поля РЧ катушки  $\mathbf{b}(t)$ , резко изменяется стационарная спиновая поляризация  $\mathbf{S}_{\text{st}}$ , и происходит релаксация спиновой поляризации к новому значению  $\mathbf{S}_{\text{st}}$ . На этом факте основан метод возбуждения спиновой динамики с помощью РЧ катушки, которая затем детектируется оптически с измерением фарадеевского вращения [A4, A7].

Для измерения времени продольной спиновой релаксации  $T_1$  необходимо приложить постоянное магнитное поле  $\mathbf{B}$  в геометрии Фарадея параллельно нормали к образцу и оптическому лучу, при этом также  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{b}$ , и подать на РЧ катушку прямоугольный импульс напряжения [Рис. 9(а)]. При резком (за время  $\sim 20$  нс) увеличении поля РЧ катушки от 0 до 2 мТл и затем после такого же резкого выключения поля, спиновая поляризация экспоненциально со временем

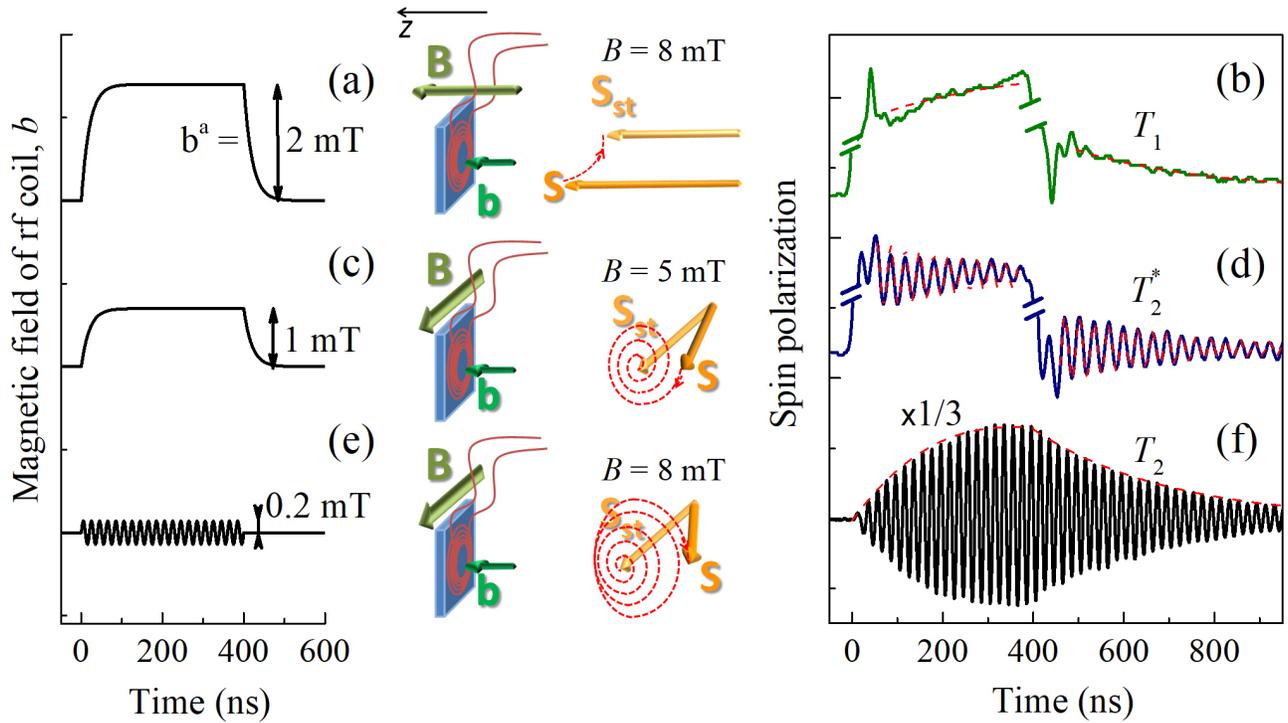


Рис. 9: Измерение времен спиновой релаксации  $T_1$ ,  $T_2^*$  и  $T_2$  [A4]. Слева направо: временные профили поля РЧ катушки  $b(t)$ , схематическое изображение геометрии эксперимента и эволюция спиновой поляризации, соответствующие измеренные динамики спиновой поляризации электрона вдоль оси  $z$ . (a), (b) Постоянное поле  $\mathbf{B}$  в геометрии Фарадея и ступенчатый профиль  $b(t)$  позволяет измерить время  $T_1$ . (c), (d)  $\mathbf{B}$  направлено в геометрии Фогта и ступенчатый профиль  $b(t)$  позволяют измерить время  $T_2^*$ . (e), (f)  $\mathbf{B}$  в геометрии Фогта и синусоидальный профиль  $b(t)$  с частотой резонансной с частота Лармора [ $f_L = 50$  МГц] позволяет измерить время  $T_2$ . Красные пунктирные линии на панелях (b), (d), (f) показывают расчетные профили. Образец  $n$ -GaAs с  $n_D = 1.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 2 \text{ К}$ .

$T_1$  стремится к своему новому значению [Рис. 9(b)]. Пунктирной красной линией на рисунке показана аппроксимация спиновой динамики экспоненциальной функцией со временем  $T_1 = 300$  нс близким к измеренному с помощью оптического метода накачки–зондирования с измерением фарадеевского вращения [A16].

Для измерения поперечного времени дефазировки спинового ансамбля  $T_2^*$  необходимо приложить постоянное магнитное поле  $\mathbf{B}$  в геометрии Фогта перпендикулярно нормали к образцу и оптическому лучу, при этом также  $\mathbf{B} \perp \mathbf{b}$ , и подать на РЧ катушку прямоугольный импульс напряжения [Рис. 9(c)]. В этой геометрии резкое изменение магнитного поля  $\mathbf{b}$  инициируют прецессию спинового ансамбля, которая затухает со временем  $T_2^*$  [Рис. 9(d)]. Аппроксимация динамики экспоненциально затухающей синусоидой дает время  $T_2^* = 300$  нс. Частота ларморовской спиновой прецессии позволяет определить модуль  $g$  фактора электрона  $|g| = 0.44$ , что хорошо согласуется с другими измерениями в  $n$ -GaAs [A12, A16].

Далее рассмотрен случай приложения импульса синусоидального РЧ поля к образцу, когда постоянное поле приложено в геометрии Фогта [Рис. 9(e)]. Приложение к спиновой системе цуга РЧ поля резонансного с частотой Лармора “откручивает” равновесную спиновую поляризацию от направления  $\mathbf{B}$ . Это приводит к возникновению осциллирующей спиновой компоненты, которая детектируется в эксперименте [Рис. 9(f)]. После прекращения РЧ импульса спиновая поляризация продолжает прецессию, но ее амплитуда затухает. При увеличении амплитуды РЧ поля в системе наблюдаются осцилляции Раби как во временной динамике, так и в зависимости амплитуды спиновой поляризации от амплитуды РЧ поля. Продемонстрирован резонансный характер воздействия РЧ поля на спиновую систему, который приводит к тому, что прецессия возбуждается только для спинов, частота прецессии которых совпадает с частотой РЧ поля  $f_{\text{rf}}$  с точностью до  $1/T_2$  (при достаточно малой амплитуде РЧ поля). Это устраняет вклад разброса частот спинов, создающих макроскопическую поляризацию, прецессия которой затухает после выключения РЧ поля [A7]. Таким образом, после резонансного воздействия РЧ полем, спиновая поляризация затухает за время близкое к  $T_2$ , а не к  $T_2^*$ , как при резком единовременном изменении поля [Рис. 9(c),(d)] или в оптических экспериментах накачки–зондирования.

Уровень сигнала при спиновой ориентации РЧ полем определяется равновесной спиновой поляризацией во внешнем поле, а она, в свою очередь, зависит от отношения зеемановской энергии  $E_Z$  и термической энергии  $k_B T$  и для не слишком больших магнитных полей является очень малой величиной. В данной главе экспериментально продемонстрировано, что спиновую поляризацию, на которую влияет РЧ поле можно увеличить с помощью дополнительной оптической подсветки циркулярно поляризованным светом, направленной вдоль

постоянного магнитного поля, что ведет к увеличению сигнала в радиооптическом методе накачки–зондирования [А4]. Также в данной главе приведено решение уравнения Блоха для спиновой системы в постоянном и осциллирующем магнитном поле, которое достаточно хорошо описывает все экспериментальные данные.

## Глава 5 “Комбинированный резонанс при оптическом и РЧ возбуждении спиновой системы, стимулированное резонансное спиновое усиление”.

Известно, что периодическая оптическая накачка ансамбля электронных спинов в постоянном магнитном поле приводит к резонансному спиновому усилению (PCY) при выполнении условия  $f_L = m f_o$ ,  $m = 0, 1, 2, \dots$  [26, 34]. Напомним, что  $f_L$  - это частота Лармора, а  $f_o$  - частота повторения оптических импульсов. Аналогично приложение РЧ поля к ансамблю электронных спинов приводит к электронному спиновому резонансу (ЭПР), когда частота РЧ поля  $f_{rf}$  равна ларморовской частоте:  $f_{rf} = f_L$ . Напрашивается идея о наблюдении комбинированного PCY-ЭПР резонанса, описываемого условием

$$f_{rf} = f_L = m f_o, \quad (2)$$

где  $m = 0, 1, 2, \dots$

В начале данной главы рассмотрен комбинированный PCY-ЭПР резонанс в однородной системе  $n$ -GaAs с концентрацией электронов вблизи перехода металл-изолятор, в которой большинство электронов является свободными и  $T_2 = T_2^*$  [А3]. Для наблюдения комбинированного PCY-ЭПР резонанса использовалась схема эксперимента, изображенная на Рис. 8, практически такая же, как и в предыдущей главе с магнитным полем, приложенным в геометрии Фогта. Однако здесь использовалась эллиптическая поляризация лазерного излучения так, чтобы циркулярная составляющая ориентировала спин в образце, а линейная составляющая поляризации использовалась для детектирования, измеряя ее фарадеевское вращение. Таким образом, накачка и зондирование здесь совмещены в одном луче [34]. В этих экспериментах частота лазерных импульсов (благодаря использованию селектора импульсов) составляла  $f_o = 4.8$  МГц, период их следования  $T_o = 209$  нс. Синусоидальное РЧ поле прикладывалось с частотой  $f_{rf}$ , близкой к частоте ларморовской прецессии электронных спинов. РЧ поле было промодулировано с частотой 100 кГц. На этой же частоте осуществлялось синхронное детектирование. Таким образом, измерялось разность сигналов фарадеевского вращения без и с РЧ полем  $\theta_F(\text{rf off}) - \theta_F(\text{rf on})$ .

Наиболее полная картина комбинированного PCY-ЭПР резонанса представлена на Рис. 10. Здесь интенсивность сигнала (спиновая поляризация) показана цветом как функция частоты РЧ поля и частоты Лармора. На рисунке

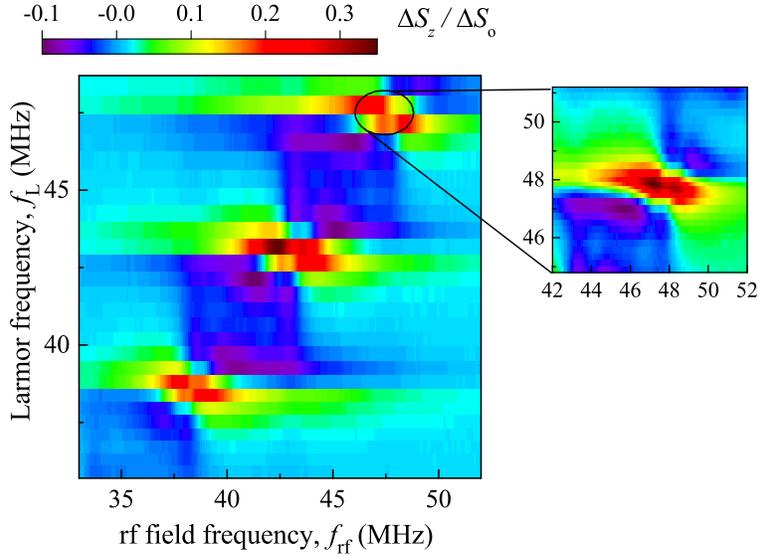


Рис. 10: Двумерная карта, показывающая зависимость спиновой поляризации от частоты РЧ поля и частоты Лармора (магнитного поля). Пики на карте соответствуют резонансам  $f_{\text{rf}} = f_{\text{L}} = m f_0$ ,  $m = 0, 1, \dots$ . Вставка показывает участок карты, измеренный с высоким разрешением по полю. Образец  $n\text{-GaAs}$  с  $n_{\text{D}} = 1.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 6 \text{ К}$  [A3].

отчетливо видны пики, соответствующие условию комбинированного резонанса  $f_{\text{rf}} = f_{\text{L}} = m f_0$  с  $m = 8, 9$  и  $10$ . В этих измерениях использовалось достаточно большое напряжение на РЧ катушке  $U_{\text{rf}}$ , так что при более детальном измерении (вставка на Рис. 10) можно увидеть расщепление с расстоянием между расщепленными пиками равным частоте Раби.

Отметим, что ширина как РСУ [Рис. 11(c)], так и ЭПР [Рис. 11(b)] резонансов определяется неоднородным временем спиновой дефазировки спинового ансамбля  $T_2^*$ , которое определяется разбросом частот спиновой прецессии в ансамбле [Рис. 11(a)]. Это же время определяет затухание спиновой прецессии в экспериментах накачка–зондирование [16, 25, A16]. В неоднородных системах с локализованными электронами часто выполняется условие  $T_2^* \ll T_2$  так как время  $T_2^*$  определяется разбросом ларморовских частот  $\delta\omega_{\text{L}}$  отдельных электронов в ансамбле:  $1/T_2^* = 1/T_2 + \delta\omega_{\text{L}}$ . Таким образом, из ширины линии как РСУ, так и ЭПР резонансов по отдельности невозможно определить время спиновой когерентности  $T_2$ . В данной главе показано, что приложение одновременно РЧ поля и периодических лазерных импульсов в условиях комбинированного РСУ–ЭПР резонанса [Рис. 11(d)] позволяет измерить время спиновой когерентности  $T_2$  присущее отдельному спину, оторванному от ядерного окружения [A2]. При сканировании частоты РЧ поля относительно частоты следования лазерных им-

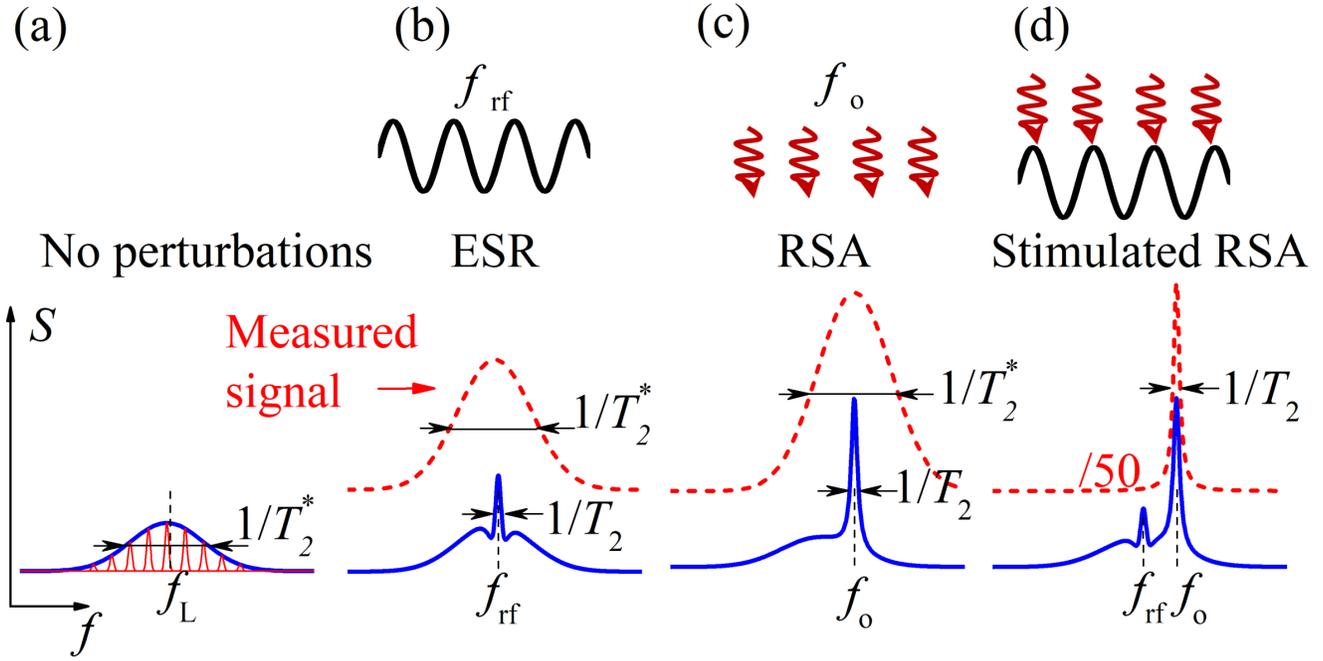


Рис. 11: Схематическое изображения эффекта стимулированного РСУ [A2]. Сплошными линиями показаны распределения частот спиновой поляризации в магнитном поле. Пунктирные линии показывают измеряемые профили сигналов при сканировании частоты РЧ поля  $f_{rf}$  или магнитного поля, что приводит к спектрам ЭПР (ESR) (b) РСУ (RSA) (c) или стимулированного РСУ (d).

пульсов возникает резонанс, ширина которого определяется временем спиновой когерентности  $T_2$ . В резонансе  $f_{rf} = m f_o \approx f_L$  РЧ поле “подкачивает” спины из широкого ансамбля, заставляя их прецессировать на частоте  $f_{rf} = m f_o$ , стимулируя, таким образом, резонансное оптическое спиновое усиление. Таким образом, мы будем называть данный эффект стимулированным резонансным спиновым усилением. Данное рассмотрение носит скорее качественный характер, однако его справедливость подтверждается приведенной в данной главе моделью стимулированного РСУ.

Для поиска и исследованию стимулированного РСУ была выбрана система сильно локализованных электронов в ионах церия в решетке аллюмо-иттриевого граната,  $Ce^{3+}:YAG$ . Данная система обладает большой неоднородностью, так что  $T_2^* \ll T_2$  [A13]. Эксперименты производились с использованием все той же схемы (Рис. 8), однако длина волны периодических лазерных импульсов составляла 444 нм, а частота повторения  $f_o = 76.39$  МГц. РЧ поле модулировалось с частотой  $f_m = 5$  кГц, и на этой же частоте производилось синхронное детектирование. В отличие от экспериментов для  $n$ -GaAs здесь измерялась разность сигналов с высоким и низким уровнем РЧ поля.

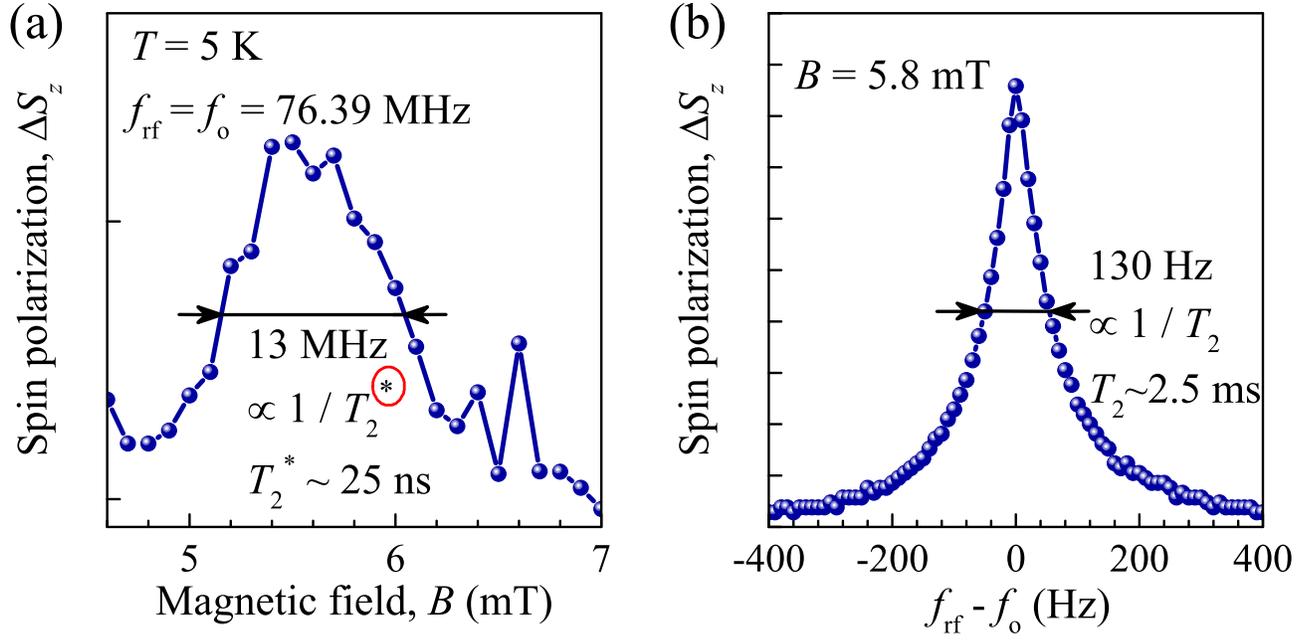


Рис. 12: (a) Зависимость сигнала фарадеевского вращения от магнитного поля при фиксированной частоте РЧ поля  $f_{\text{rf}} = f_0 = 76.39$  МГц. Данная зависимость аналогична обычному спектру РСУ, и ширина пика дает время  $T_2^*$ . (b) Спектр стимулированного РСУ: зависимость сигнала фарадеевского вращения от частоты РЧ поля, которая меняется в окрестности частоты следования лазерных импульсов  $f_0$ , при фиксированном магнитном поле  $B = 5.8$  мТл, приложенном в геометрии Фогта. (a),(b) Образец  $\text{Ce}^{3+}:\text{YAG}$ ,  $T = 5$  К [A2].

На Рис. 12(a) приведена зависимость сигнала фарадеевского вращения (спиновой поляризации) от магнитного поля при фиксированной частоте РЧ поля  $f_{\text{rf}} = f_0$ . Этот спектр воспроизводит участок обычного спектра РСУ. Ширина резонанса (полная ширина на половине высоты) в пересчете на частоту составляет  $13$  МГц и соответствует неоднородному времени спиновой дефазировки  $T_2^* \approx 25$  нс. При сканировании же частоты РЧ поля относительно частоты следования импульсов получается спектр стимулированного РСУ [Рис. 12(b)], который имеет неожиданно маленькую ширину  $\delta f_{\text{rf}} = 130$  Гц (полная ширина на половине высоты)! Эта ширина соответствует времени спиновой когерентности  $T_2 = 1/\pi \delta f_{\text{rf}} \approx 2.5$  мс.

Далее в главе обсуждается зависимость ширины пика стимулированного РСУ от мощности возбуждения, которая имеет линейный характер и может быть аппроксимирована в нулевую мощность для определения  $T_2$  для системы не возмущенной лазерным излучением. Также меняя магнитное поле при фиксированной частоте  $f_0$  исследованы резонансы стимулированного РСУ при

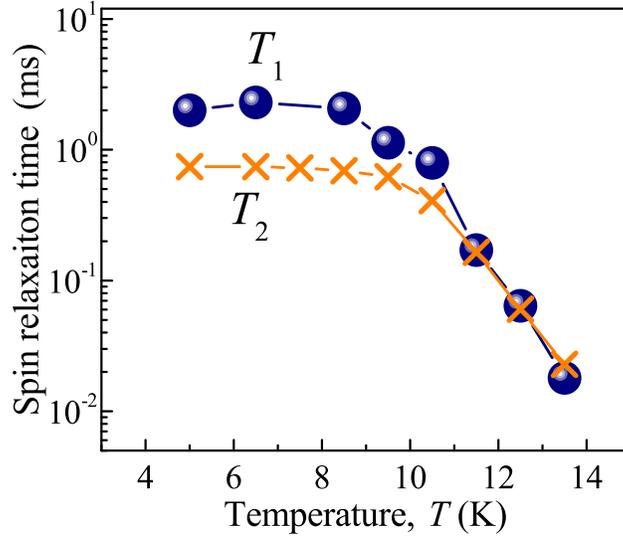


Рис. 13: Температурная зависимость времени спиновой когерентности  $T_2$  (кресты), измеренного методом стимулированного РСУ в поле  $B = 3.3$  мТл и времени продольной спиновой релаксации  $T_1$ , измеренного методом резонансной спиновой инерции в магнитном поле  $B = 4$  мТл, приложенном под углом  $\theta = 12^\circ$  на частоте  $f_{\text{rf}} = 80$  МГц в  $\text{Ce}^{3+}:\text{YAG}$  [A1].

различных  $g$  факторах. Ионы  $\text{Ce}^{3+}$  имеют сильно анизотропный  $g$  тензор, который имеет 6 различных ориентаций для ионов встроенных в различные с-сайты кристалла YAG. Показано, что увеличение магнитного поля приводит к увеличению  $T_2$ . Увеличение температуры образца от 5 до 13 К ожидаемо приводит к уширению спектров стимулированного РСУ. Температурная зависимость  $T_2$  показана на Рис. 13 крестами. При  $T \gtrsim 10$  К время  $T_2$  ограничено релаксацией с участием фононов, аналогично времени  $T_1$ , которое определено в следующей главе.

Итак, мы наблюдаем удивительно длинное время  $T_2$  миллисекундного масштаба в  $\text{Ce}^{3+}:\text{YAG}$ , которое имеет похожую температурную зависимость со временем  $T_1$ . Измеренное нами  $T_2$  намного больше, чем неоднородное время  $T_2^* \approx 25$  нс, измеренное с помощью стандартного метода РСУ. Более того, полученные значения на 3 порядка больше, чем  $T_2 = 4$  мкс, измеренное для этой же системы методом спинового эха [A13]. Обычный метод спинового эха позволяет устранить влияние статических неоднородностей, таких как как разброс  $g$  факторов и “замороженные” флуктуации ядерного поля. Однако  $T_2$ , измеренное с помощью спинового эха, ограничено медленными изменениями ядерного поля. Отметим, что измеренное нами время  $T_2$  близко ко времени  $T = 2$  мс, полученному в работе [5] путем измерения спинового эха для одиночного иона  $\text{Ce}^{3+}$

с использованием протокола Карра-Перселла-Мейбома-Гилла, отвязывающего электронный спин от ядерной подсистемы. Таким образом, наш метод позволяет не только преодолеть статическую неоднородность системы, но и избавиться от вклада медленно меняющихся флуктуаций ядерного поля. Это также продемонстрировано в данной главе с помощью рассмотрения классической картины спиновой динамики, основанной на уравнении Блоха, при импульсном возбуждении спиновой системы находящейся под воздействием постоянного и РЧ поля.

## **Глава 6 “Селективное определение времени продольной спиновой релаксации: Резонансная спиновая инерция”.**

Оптические методы определения времени продольной спиновой релаксации  $T_1$  при всех их преимуществах обладают одним недостатком: они не позволяют определить какому  $g$  фактору соответствует измеренное время  $T_1$ . Действительно, данные методы основаны на измерении продольной спиновой динамики, которая является неосциллирующей. То есть, она не дает информацию о частоте спиновой прецессии для спинового резонанса, которому соответствует  $T_1$ . Это не является проблемой если в системе присутствует лишь один спиновый резонанс как, например, в  $n$ -GaAs. Действительно, можно отдельно измерить спиновую динамику при направлении магнитного поля отличным от фарадеевского, и определить единственную частоту спиновой прецессии, которая, вероятно, и будет соответствовать времени  $T_1$ , измеренному из неосциллирующей динамики продольной спиновой компоненты. Однако если в системе присутствует несколько спиновых резонансов, например, соответствующих электронам и дыркам [A6, A9, A14, A15, A17], то приписать  $T_1$  одному из них становится проблематично.

С другой стороны, есть методы измерения времени  $T_1$ , основанные на эффекте ЭПР, то есть на приложении к образцу РЧ поля. Они позволяют использовать РЧ поле резонансное с определенной частотой спиновой прецессии и селективно определять время  $T_1$  для конкретного  $g$  фактора. Однако существенным недостатком данных методов является низкая чувствительность, которая определяется термически равновесной спиновой поляризацией.

В данной главе представлен метод резонансной спиновой инерции, обладающий чувствительностью оптических методов и селективностью методов на основе ЭПР [A1]. Идея этого метода основана на оптической накачке спиновой поляризации вдоль постоянного магнитного поля и воздействии на эту поляризацию резонансным РЧ полем, которое ее уменьшает, что детектируется также оптически, посредством измерения фарадеевского/керровского вращения. Модулируя амплитуду РЧ поля, можно наблюдать модуляцию спиновой поляризации, глубина которой зависит от соотношения между периодом модуляции и временем  $T_1$ , подобно тому, как в оптическом методе спиновой инерции модули-

руется поляризация луча накачки [28, A9].

Для демонстрации возможностей метода резонансной спиновой инерции была выбрана система ионов  $\text{Ce}^{3+}$  в решетке YAG, тот же образец, что исследовался в предыдущей главе. Для реализации данного метода использовалась та же экспериментальная схема, что и в предыдущей главе, изображенная на Рис. 8 с оптической накачкой и детектированием эллиптически поляризованным лучом. Однако в экспериментах, которые будут обсуждаться здесь, постоянное магнитное поле было приложено под углом  $\theta$  по отношению к нормали к образцу. Также для метода резонансной спиновой инерции совсем не обязательно использование импульсного лазера. Он был использован лишь для удвоения частоты и получения необходимой длины волны (444 нм).

Итак, в результате оптической ориентации электронный спиновый ансамбль приобретает спиновую поляризацию  $\mathbf{S}$  вдоль лазерного луча, который за счет эллиптической поляризации служит как накачкой, так и зондированием. Поперечная составляющая  $\mathbf{S}$ , перпендикулярная частоте  $\omega_L$  (ее направление может отличаться от  $\mathbf{B}$  вследствие анизотропии  $g$  фактора), прецессирует вокруг  $\omega_L$  и быстро дефазировывает за время  $T_2^* \sim 10$  нс. С другой стороны, продольная (вдоль  $\omega_L$ ) компонента  $\mathbf{S}$  живет порядка времени  $T_1$  и накапливается вдоль  $\omega_L$ . Приложение РЧ поля снижает эффективность накопления спина, выравнивая заселенности спиновых состояний вдоль поля и в противоположном направлении. Эффект РЧ поля максимален, когда его частота  $f_{\text{rf}}$  попадает в резонанс с ларморовской частотой  $f_L$ . Это иллюстрирует эксперимент в котором мы измеряем разность сигнала без и с РЧ полем. Результат этого эксперимента представлен на Рис. 14(с), который показывает зависимость разностного сигнала фарадеевского вращения от частоты РЧ поля и угла постоянного магнитного поля по отношению к нормали. В зависимостях видны ярко выраженные пики, когда  $f_{\text{rf}}$  совпадает с  $f_L$ . Это позволяет измерить оптически-детектируемый магнитный резонанс (ОДМР). Положения пиков в спектрах зависят от угла постоянного магнитного поля  $\theta$ , показывая сильную анизотропию  $g$  тензора в  $\text{Ce}^{3+}:\text{YAG}$ . Различные ветви соответствуют различным ориентациям того же  $g$  тензора для ионов  $\text{Ce}^{3+}$ , встроенных в различные  $c$  сайты решетки YAG.

Итак, для нас важно, что мы можем воздействовать на отдельные спиновые резонансы и детектировать результат этого воздействия. Напомним, что мы модулируем амплитуду РЧ поля с частотой  $f_m$ . Когда период модуляции  $1/f_m \gg T_1$ , амплитуда спиновой модуляции  $\Delta S$  не зависит от  $f_m$ . Однако при увеличении  $f_m$  амплитуда спиновой модуляции начинает уменьшаться при  $1/f_m \lesssim T_1$  [Рис. 14(а)]. Таким образом, если измерить зависимость  $\Delta S$  от  $f_m$ , то можно определить  $T_1$  [Рис. 14(б)]. Это составляет суть метода спиновой инерции, который был реализован полностью оптически с отдельными лучами накачки и зондирования и изменением частоты модуляции луча накачки [28]. В нашем слу-

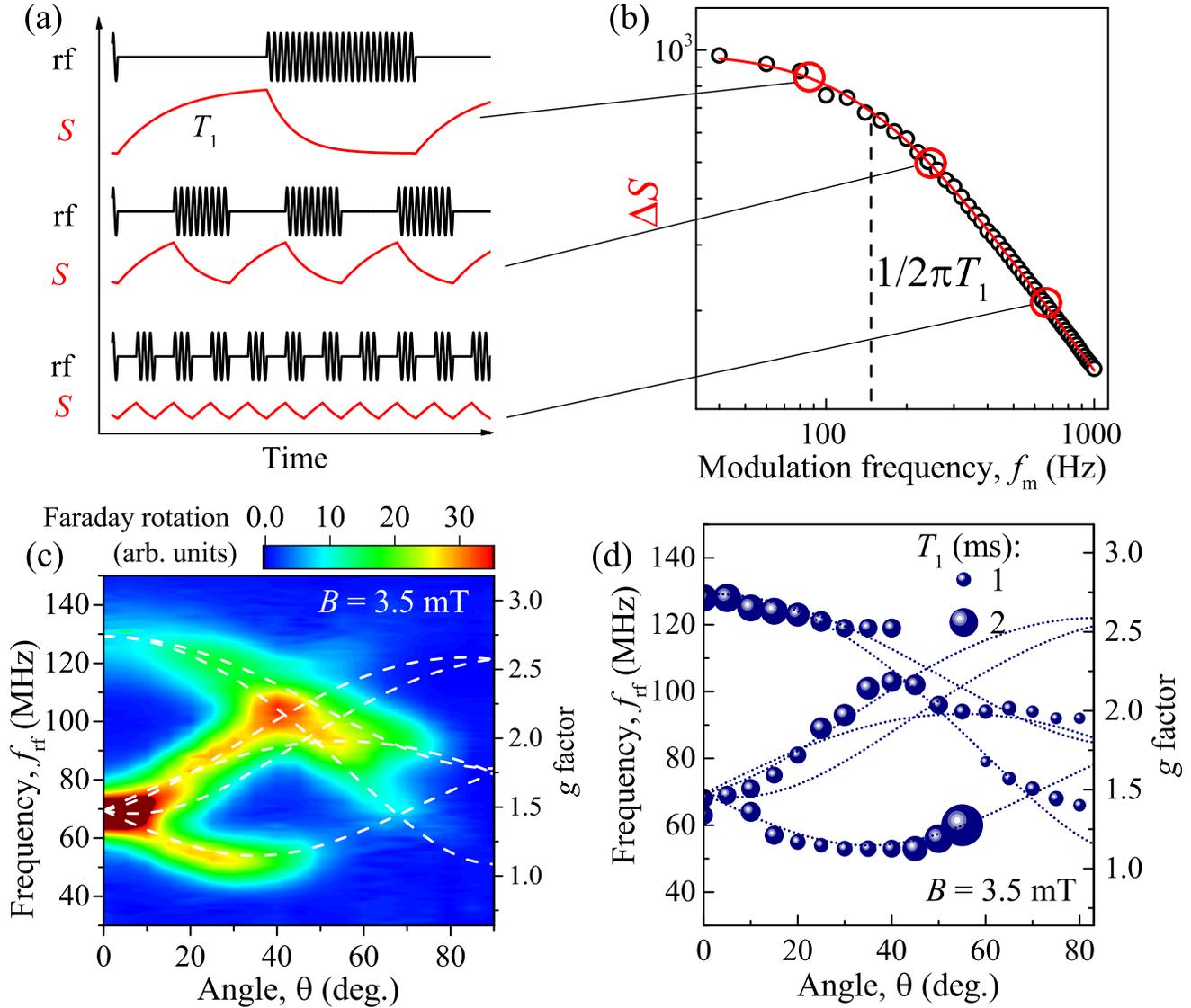


Рис. 14: (a) Протоколы РЧ поля с различными частотами модуляции и соответствующая рассчитанная динамика спиновой поляризации. Когда период модуляции РЧ поля становится меньше  $T_1$ , глубина модуляции спиновой поляризации  $\Delta S$  уменьшается. (b) Измеренная зависимость сигнала фарадеевского вращения от частоты модуляции РЧ поля (кривая спиновой инерции) в  $\text{Ce}^{3+}:\text{YAG}$  для  $B = 3.5$  мТ,  $\theta = 15^\circ$ ,  $f_{\text{rf}} = 75$  МГц. Красная линия показывает аппроксимацию экспериментальных зависимостей формулой (3). (c) Анизотропия  $g$  фактора. Зависимость сигнала фарадеевского вращения (цветовая шкала) от угла наклона магнитного поля по отношению к нормали к образцу и от частоты РЧ поля. Правая шкала показывает пересчитанный  $g$  фактор. (d) Зависимость времени  $T_1$ , которое отображается размером пузырьков от угла магнитного поля  $\theta$  относительно нормали к образцу и частоты РЧ поля  $f_{\text{rf}}$ . На левой оси показаны значения  $g$  фактора. Точечные линии показывают расчет анизотропии  $g$  фактора. (b)-(d)  $T = 5$  К [A1].

чае модулируется амплитуда РЧ поля, а не оптическая накачка, что позволяет настраивать частоту РЧ поля и, следовательно, измерять  $T_1$  для конкретного спинового резонанса.

В данной главе показано, что при малой амплитуде РЧ поля, используемой в большинстве наших экспериментов, а также в случае меняющихся во времени флуктуаций частоты Лармора, которые определяют ширину спинового резонанса, зависимость  $\Delta S$  от  $f_m$  может быть описана уравнением

$$\Delta S = \frac{PT_1^2}{\pi\Delta\omega_{\max}}\Omega_R^2\frac{1}{\sqrt{1+4\pi^2T_1^2f_m^2}}, \quad (3)$$

которое за исключением префактора совпадает с классическим уравнением спиновой инерции [28]. При этом в эксперименте также можно измерять задержку фазы  $\phi$  модуляции спиновой поляризации относительно модуляции РЧ поля, которая в указанном случае дается уравнением

$$\tan\phi = 2\pi f_m T_1. \quad (4)$$

Это повышает точность метода определения времени  $T_1$ .

В главе разобрана теория метода резонансной спиновой инерции, основанная на решении уравнения Блоха в осциллирующем и постоянном магнитном поле под воздействием оптической накачки. Показано, что динамика спинового ансамбля после приложения резонансного РЧ поля существенно зависит от характера флуктуаций частоты Лармора в ансамбле: являются ли они статическими или меняющимися во времени (на масштабе времени короче, чем  $T_1$ ). Соответственно, форма кривой спиновой инерции  $\Delta S(f_m)$  и зависимость фазы задержки  $\phi$  от  $f_m$  определяются характером флуктуаций. Показано, что в рассматриваемой системе  $\text{Ce}^{3+}:\text{YAG}$  флуктуации являются динамическими и в этом случае применимы уравнения (3) и (4).

Зависимость времени  $T_1$ , измеренного методом резонансной спиновой инерции от температуры показана на Рис. 13 синими шариками. При низких температурах время  $T_1$  лежит в миллисекундном диапазоне в согласии с результатами работ [5, A13]. Интересно, что при  $T > 10$  К времена  $T_1$  и  $T_2$  почти совпадают, что дополнительно указывает на то, что они определяются электрон-фононным взаимодействием [6]. Благодаря возможности селективно определять  $T_1$ , мы можем исследовать анизотропию  $T_1$ , варьируя угол магнитного поля  $\theta$  и частоту  $f_{\text{rf}}$  и следуя угловым зависимостям спинового резонанса, показанным на Рис. 14(с). Значения  $T_1$  вдоль этих зависимостей показаны размерами пузырьков на Рис. 14(d). Из этого рисунка следует, что нет однозначного соответствия между  $T_1$  и  $g$ -фактором, а  $T_1$  сильно зависит от ориентации магнитного поля и может изменяться более чем в 2 раза при изменении  $\theta$ . Такая сильная анизотропия  $T_1$  предположительно связана с тем, что в условиях слабых магнитных

полей и низких температур  $T_1$  определяется электронно-ядерным спиновым взаимодействием, имеющим анизотропную природу.

В разделе **Заключение** обсуждаются возможные перспективы дальнейших исследований, а также даны основные выводы по данной диссертации:

1. Разработан расширенный метод накачки–зондирования с измерением фарадеевского/керровского вращения, позволяющий регистрировать спиновую динамику в практически неограниченном временном диапазоне с пикосекундным разрешением и измерять частоту Лармора, время продольной спиновой релаксации  $T_1$  и время дефазировки спинового ансамбля  $T_2^*$ .
2. Экспериментально установлено радикальное изменение характера спиновой динамики в магнитном поле в  $n$ -GaAs при делокализации электронов за счет увеличения концентрации доноров или увеличения температуры. В фазе изолятора спиновая система локализованных электронов характеризуется большой неоднородностью частот ларморовской прецессии, коротким временем дефазировки спинового ансамбля  $T_2^*$  и длинным временем  $T_1 \gg T_2^*$ . Для свободных электронов разброс частот прецессии минимален, и система характеризуется близкими и не очень длинными временами  $T_1 \sim T_2^*$ . В поле около 1 Тл при низкой температуре для  $n$ -GaAs в фазе изолятора  $T_2^* \sim 1$  нс,  $T_1 \sim 10$  мкс, тогда как в металлической фазе  $T_1 \sim T_2^* \sim 100$  нс.
3. В  $n$ -GaAs с концентрацией доноров ниже перехода металл–изолятор обнаружена связь между временем продольной спиновой релаксации  $T_1$  и временем неоднородной дефазировки спинового ансамбля  $T_2^*$ , которую можно выразить соотношением  $T_1 T_2^* \approx const$ . Данное соотношение выполняется при изменении магнитного поля и температуры, когда сами времена  $T_1$  и  $T_2^*$  меняются на несколько порядков.
4. Обнаружено проявление эффекта слабой локализации электронов, связанного с квантовой интерференцией электронных траекторий, в оптически-детектируемой спиновой динамике в  $n$ -GaAs, находящемся в металлической фазе вблизи перехода металл–изолятор. Эффект слабой локализации проявляется в увеличении времени продольной спиновой релаксации  $T_1$  на несколько десятков процентов. Этот эффект разрушается при увеличении магнитного поля или температуры, приводя к аномальной зависимости времени  $T_1$  от магнитного поля.
5. В квантовой яме на основе GaAs с высокоподвижным электронным газом обнаружена аномальная линейная зависимость времени продольной спиновой релаксации  $T_1$  от магнитного поля, связанная с аномальной диффузией

электронного газа. В больших полях и при низких температурах, в режиме квантового эффекта Холла, обнаружено резонансное замедление продольной спиновой релаксации на четных факторах заполнения, связанное с минимумами плотности состояний на уровне Ферми. В частности, при  $\nu = 2$  время  $T_1$  достигает субмикросекундных значений.

6. Измерена динамика спинового ансамбля однократно заряженных (In,Ga)As/GaAs квантовых точек после остановки периодического импульсного лазерного возбуждения. Получен спектр свободной спиновой прецессии, имеющий модовую структуру, определяемую периодичностью лазерной накачки. Показано, что динамическая поляризация ядер радикально ускоряет формирование модовой структуры и приводит к формированию дополнительных мод.
7. Разработан радиооптический метод накачки–зондирования, в котором спиновая ориентация осуществляется резким изменением магнитного поля или импульсом РЧ поля, а детектирование спиновой динамики оптическим импульсом. В зависимости от направления постоянного поля, а также временного профиля переменного поля, данный метод позволяет определять частоту спиновой прецессии и времена спиновой релаксации.
8. Обнаружен и исследован комбинированный резонанс при радиочастотной и периодической оптической накачке спиновой системы в магнитном поле при близких частотах ларморовской прецессии, РЧ поля и частоты следования лазерных импульсов. Показано, что РЧ поле может как подавлять оптическое резонансное спиновое усиление, так и индуцировать новые спиновые резонансы.
9. Предсказан и обнаружен эффект стимулированного резонансного спинового усиления, позволяющий определить время спиновой когерентности  $T_2$ , свободное от влияния шумного окружения. Он наблюдается при периодическом оптическом возбуждении неоднородной спиновой системы и приложении РЧ поля. В условиях комбинированного резонанса РЧ поле стимулирует оптическое спиновое усиление. С помощью данного эффекта, сканируя частоту РЧ поля относительно частоты следования лазерных импульсов, в системе ионов церия в решетке аллюмо-иттриевого граната,  $\text{Ce}^{3+}:\text{YAG}$ , измерен рекордно-узкий спиновый резонанс шириной в несколько десятков герц, соответствующий миллисекундному времени спиновой когерентности.
10. Разработан метод резонансной спиновой инерции, позволяющий определять время продольной спиновой релаксации  $T_1$ , соответствующее конкретному

спиновому резонансу. Метод основан на оптической накачке спиновой поляризации вдоль постоянного магнитного поля и воздействии на эту поляризацию резонансным РЧ полем, которое ее уменьшает, что детектируется также оптически, посредством измерения фарадеевского/керровского вращения. Модулируя амплитуду РЧ поля, можно наблюдать модуляцию спиновой поляризации, глубина которой зависит от соотношения между периодом модуляции и временем  $T_1$ , позволяя определить  $T_1$ . С помощью данного метода, в частности, была обнаружена сильная анизотропия времени  $T_1$  в  $\text{Ce}^{3+}:\text{YAG}$ .

## Публикации по теме диссертации в рецензируемых изданиях

- [A1] *Belykh V. V.* Selective measurement of the longitudinal electron spin relaxation time  $T_1$  of  $\text{Ce}^{3+}$  ions in a YAG lattice: Resonant spin inertia / V. V. Belykh, S. R. Melyakov // *Physical Review B*. — 2022. — Vol. 105, no. 20. — P. 205129.
- [A2] *Belykh V. V.* Stimulated resonant spin amplification reveals millisecond electron spin coherence time of rare-earth ions in solids / V. V. Belykh, A. R. Korotneva, D. R. Yakovlev // *Physical Review Letters*. — 2021. — Vol. 127, no. 15. — P. 157401.
- [A3] *Belykh V. V.* Resonant spin amplification meets electron spin resonance in n-GaAs / V. V. Belykh, D. N. Sob'yanin, A. R. Korotneva // *Physical Review B*. — 2020. — Vol. 102, no. 7. — P. 075201.
- [A4] *Belykh V. V.* Optical detection of electron spin dynamics driven by fast variations of a magnetic field: a simple method to measure  $T_1$ ,  $T_2$ , and  $T_2^*$  in semiconductors / V. V. Belykh, D. R. Yakovlev, M. Bayer // *Scientific Reports*. — 2020. — Vol. 10, no. 1. — P. 13155.
- [A5] *Belykh V. V.* Anomalous magnetic suppression of spin relaxation in a two-dimensional electron gas in a GaAs/AlGaAs quantum well / V. V. Belykh, M. V. Kochiev, D. N. Sob'yanin, D. R. Yakovlev, M. Bayer // *Physical Review B*. — 2020. — Vol. 101, no. 23. — P. 235307.
- [A6] *Belykh V. V.* Coherent spin dynamics of electrons and holes in  $\text{CsPbBr}_3$  perovskite crystals / V. V. Belykh, D. R. Yakovlev, M. M. Glazov, P. S. Grigoryev, M. Hussain, J. Rautert, D. N. Dirin, M. V. Kovalenko, M. Bayer // *Nature Communications*. — 2019. — Vol. 10, no. 1. — P. 673.

- [A7] *Belykh V. V.* Radiofrequency driving of coherent electron spin dynamics in n-GaAs detected by Faraday rotation / V. V. Belykh, D. R. Yakovlev, M. Bayer // *Physical Review B*. — 2019. — Vol. 99, no. 16. — P. 161205(R).
- [A8] *Belykh V. V.* Quantum Interference Controls the Electron Spin Dynamics in n-GaAs / V. V. Belykh, A. Y. Kuntsevich, M. M. Glazov, K. V. Kavokin, D. R. Yakovlev, M. Bayer // *Physical Review X*. — 2018. — Vol. 8, no. 3. — P. 031021.
- [A9] *Mikhailov A. V.* Electron and hole spin relaxation in InP-based self-assembled quantum dots emitting at telecom wavelengths / A. V. Mikhailov, V. V. Belykh, D. R. Yakovlev, P. S. Grigoryev, J. P. Reithmaier, M. Benyoucef, M. Bayer // *Physical Review B*. — 2018. — Vol. 98, no. 20. — P. 205306.
- [A10] *Evers E.* Decay and revival of electron spin polarization in an ensemble of (In,Ga)As quantum dots / E. Evers, V. V. Belykh, N. E. Kopteva, I. A. Yulgova, A. Greilich, D. R. Yakovlev, D. Reuter, A. D. Wieck, M. Bayer // *Physical Review B*. — 2018. — Vol. 98, no. 7. — P. 075309.
- [A11] *Jäschke N.* Nonequilibrium nuclear spin distribution function in quantum dots subject to periodic pulses / N. Jäschke, A. Fischer, E. Evers, V. V. Belykh, A. Greilich, M. Bayer, F. B. Anders // *Physical Review B*. — 2017. — Vol. 96, no. 20. — P. 205419.
- [A12] *Belykh V. V.* Electron charge and spin delocalization revealed in the optically probed longitudinal and transverse spin dynamics in n-GaAs / V. V. Belykh, K. V. Kavokin, D. R. Yakovlev, M. Bayer // *Physical Review B*. — 2017. — Vol. 96, no. 24. — P. 241201(R).
- [A13] *Azamat D. V.* Electron spin dynamics of Ce<sup>3+</sup> ions in YAG crystals studied by pulse-EPR and pump-probe Faraday rotation / D. V. Azamat, V. V. Belykh, D. R. Yakovlev, F. Fobbe, D. H. Feng, E. Evers, L. Jastrabik, A. Dejneka, M. Bayer // *Physical Review B*. — 2017. — Vol. 96, no. 7. — P. 075160.
- [A14] *Belykh V. V.* Dispersion of the electron g factor anisotropy in InAs/InP self-assembled quantum dots / V. V. Belykh, D. R. Yakovlev, J. J. Schindler, J. van Bree, P. M. Koenraad, N. S. Averkiev, M. Bayer, A. Y. Silov // *Journal of Applied Physics*. — 2016. — Vol. 120, no. 8. — P. 084301.
- [A15] *Belykh V. V.* Large anisotropy of electron and hole g factors in infrared-emitting InAs/InAlGaAs self-assembled quantum dots / V. V. Belykh, D. R. Yakovlev, J. J. Schindler, E. A. Zhukov, M. A. Semina, M. Yacob,

J. P. Reithmaier, M. Benyoucef, M. Bayer // *Physical Review B*. — 2016. — Vol. 93, no. 12. — P. 125302.

- [A16] *Belykh V. V.* Extended pump-probe Faraday rotation spectroscopy of the submicrosecond electron spin dynamics in n-type GaAs / V. V. Belykh, E. Evers, D. R. Yakovlev, F. Fobbe, A. Greilich, M. Bayer // *Physical Review B*. — 2016. — Vol. 94, no. 24. — P. 241202(R).
- [A17] *Belykh V. V.* Electron and hole g factors in InAs/InAlGaAs self-assembled quantum dots emitting at telecom wavelengths / V. V. Belykh, A. Greilich, D. R. Yakovlev, M. Yacob, J. P. Reithmaier, M. Benyoucef, M. Bayer // *Physical Review B*. — 2015. — Vol. 92, no. 16. — P. 165307.

## Публикации по теме диссертации в тезисах конференций

- [B1] V. V. Belykh, E. Evers, F. Fobbe, A. Greilich, D. R. Yakovlev, D. Reuter, A. D. Wieck, and M. Bayer. Advanced pump-probe Faraday rotation spectroscopy of electron spin dynamics in bulk GaAs and InGaAs quantum dots // 33rd International Conference on the Physics of Semiconductors (ICPS 2016), Beijing, China, July 31-August 5 2016. Abstracts book vol. 1, p. 422.
- [B2] V. V. Belykh, D. R. Yakovlev, J. J. Schindler, A. Greilich, E. A. Zhukov, M. A. Semina, M. Yacob, J. P. Reithmaier, M. Benyoucef, and M. Bayer. Large anisotropy of electron and hole g factors in InAs/InAlGaAs self-assembled quantum dots emitting at telecom wavelengths // 33rd International Conference on the Physics of Semiconductors (ICPS 2016), Beijing, China, July 31-August 5 2016. Abstracts book vol. 2, p. 303.
- [B3] В. В. Белых, Е. Evers, А. Greilich, Д. Р. Яковлев, М. Bayer. Пикосекундная спектроскопия микросекундной спиновой динамики в полупроводниковых структурах. // XIII Российская конференция по физике полупроводников, Екатеринбург, 2–6 октября 2017. Сборник тезисов с. 260.
- [B4] V. Belykh, A. Kuntsevich, M. Glazov, K. Kavokin, D. Yakovlev, M. Bayer. Quantum interference controls the electron spin dynamics in n-GaAs // 34th International Conference on the Physics of Semiconductors (ICPS 2018), Montpellier, France, July 29 - August 3 2018. Abstracts book p. 74.

- [B5] E. Evers, V.V. Belykh, N.E. Kopteva, I.A. Yugova, A. Greilich, D.R. Yakovlev, D. Reuter, A.D. Wieck, M. Bayer. Free dynamics of the electron spin precession in periodically pumped (In,Ga)As/GaAs quantum dots // 34th International Conference on the Physics of Semiconductors (ICPS 2018), Montpellier, France, July 29 - August 3 2018. Abstracts book p. 190.
- [B6] V. V. Belykh, K. V. Kavokin, D. R. Yakovlev, and M. Bayer. Metal-to-insulator transition in n-GaAs revealed in coherent spin dynamics of optically oriented electrons // 50 Years of Optical Orientation in Semiconductors: From the original discovery to new horizons, Paris, 18-19 June 2018. Abstracts book p. 52.
- [B7] В. В. Белых, Д. Р. Яковлев, М. Байер. Радиочастотный запуск когерентной спиновой динамики в n-GaAs и ее детектирование посредством фарадеевского вращения // XIV Российская конференция по физике полупроводников, Новосибирск, 9-13 сентября 2019. Сборник тезисов с. 283.
- [B8] В. В. Белых, М. В. Кочиев, Д. Р. Яковлев, М. Байер. Спиновая динамика двумерного электронного газа в режиме квантового эффекта Холла // XIV Российская конференция по физике полупроводников, Новосибирск, 9-13 сентября 2019. Сборник тезисов с. 295.
- [B9] V. V. Belykh, M. V. Kochiev, D. N. Sob'yanin, D. R. Yakovlev, and M. Bayer. Longitudinal spin dynamics of high-mobility two-dimensional electron gas // 28th International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology", Minsk, September 28 - October 2 2020. Proceedings p. 174.
- [B10] В. В. Белых. Когерентная радиооптическая спектроскопия электронной спиновой динамики в твердотельных системах // XII международный симпозиум по фотонному эхо и когерентной спектроскопии (ФЭКС-2021), Казань, 25-30 октября 2021. Сборник тезисов с. 22.
- [B11] В. В. Белых, А. Р. Коротнева, Д. Р. Яковлев. Измерение миллисекундного времени электронной спиновой когерентности в редкоземельных ионах с помощью стимулированного резонансного спинового усиления // XXVI Международный симпозиум «Нанозифика и нанозлектроника», Нижний Новгород, 14-17 марта 2022 г. Сборник тезисов т. 1, с. 189.

## Цитируемая литература

- [1] *Roth L. M.* Theory of optical magneto-absorption effects in semiconductors / L. M. Roth, B. Lax, S. Zwerdling // *Physical Review*. — 1959. — Vol. 114. — P. 90.
- [2] *Evers E.* Nuclear spin dynamics influenced and detected by electron spin polarization in CdTe/(Cd,Mg)Te quantum wells / E. Evers, T. Kazimierczuk, F. Mertens, D. R. Yakovlev, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut, M. Bayer, A. Grelich // *Physical Review B*. — 2019. — Vol. 99, no. 4. — P. 045303.
- [3] *Kirstein E.* Lead-Dominated Hyperfine Interaction Impacting the Carrier Spin Dynamics in Halide Perovskites / E. Kirstein, D. R. Yakovlev, M. M. Glazov, E. Evers, E. A. Zhukov, V. V. Belykh, N. E. Kopteva, D. Kudlacik, O. Nazarenko, D. N. Dirin, M. V. Kovalenko, M. Bayer // *Advanced Materials*. — 2022. — Vol. 34, no. 1. — P. 2105263.
- [4] *Loss D.* Quantum computation with quantum dots / D. Loss, D. P. DiVincenzo // *Physical Review A*. — 1998. — Vol. 57, no. 1. — P. 120.
- [5] *Siyushev P.* Coherent properties of single rare-earth spin qubits / P. Siyushev, K. Xia, R. Reuter, M. Jamali, N. Zhao, N. Yang, C. Duan, N. Kukharchyk, A. D. Wieck, R. Kolesov, J. Wrachtrup // *Nature Communications*. — 2014. — Vol. 5. — P. 3895.
- [6] *Golovach V. N.* Phonon-Induced Decay of the Electron Spin in Quantum Dots / V. N. Golovach, A. Khaetskii, D. Loss // *Physical Review Letters*. — 2004. — Vol. 93, no. 1. — P. 016601.
- [7] *Optical Orientation* / Ed. by F. Meier, B. P. Zakharchenya. — Amsterdam: North-Holland, 1984.
- [8] *Dzhioev R. I.* Low-temperature spin relaxation in n-type GaAs / R. I. Dzhioev, K. V. Kavokin, V. L. Korenev, M. V. Lazarev, B. Y. Meltser, M. N. Stepanova, B. P. Zakharchenya, D. Gammon, D. S. Katzer // *Physical Review B*. — 2002. — Vol. 66, no. 24. — P. 245204.
- [9] *Dyakonov M. I.* Spin relaxation of conduction electrons in noncentrosymmetric semiconductors / M. I. Dyakonov, V. I. Perel // *Sov. Phys. Solid State*. — 1972. — Vol. 13. — P. 3023.

- [10] *Colton J. S.* Microsecond spin-flip times in n-GaAs measured by time-resolved polarization of photoluminescence / J. S. Colton, T. A. Kennedy, A. S. Bracker, D. Gammon // *Physical Review B*. — 2004. — Vol. 69, no. 12. — P. 121307(R).
- [11] *Colton J. S.* Anomalous magnetic field dependence of the T1 spin lifetime in a lightly doped GaAs sample / J. S. Colton, M. E. Heeb, P. Schroeder, A. Stokes, L. R. Wienkes, A. S. Bracker // *Physical Review B*. — 2007. — Vol. 75, no. 20. — P. 205201.
- [12] *Linpeng X.* Longitudinal spin relaxation of donor-bound electrons in direct band-gap semiconductors / X. Linpeng, T. Karin, M. V. Durnev, R. Barbour, M. M. Glazov, E. Y. Sherman, S. P. Watkins, S. Seto, K.-M. C. Fu // *Physical Review B*. — 2016. — Vol. 94, no. 12. — P. 125401.
- [13] *Merkulov I. A.* Electron spin relaxation by nuclei in semiconductor quantum dots / I. A. Merkulov, A. L. Efros, M. Rosen // *Physical Review B*. — 2002. — Vol. 65, no. 20. — P. 205309.
- [14] *Greilich A.* Mode locking of electron spin coherences in singly charged quantum dots / A. Greilich, D. R. Yakovlev, A. Shabaev, A. L. Efros, I. A. Yugova, R. Oulton, V. Stavarache, D. Reuter, A. Wieck, M. Bayer // *Science (New York, N. Y.)*. — 2006. — Vol. 313. — P. 341.
- [15] *Hahn E. L.* Spin echoes / E. L. Hahn // *Physical Review*. — 1950. — Vol. 80, no. 4. — P. 580.
- [16] *Baumberg J. J.* Spin beats and dynamical magnetization in quantum structures / J. J. Baumberg, D. D. Awschalom, N. Samarth, H. Luo, J. K. Furdyna // *Physical Review Letters*. — 1994. — Vol. 72, no. 5. — P. 717.
- [17] *Heberle A. P.* Quantum beats of electron Larmor precession in GaAs wells / A. P. Heberle, W. W. Rühle, K. Ploog // *Physical Review Letters*. — 1994. — Vol. 72, no. 24. — P. 3887–3890.
- [18] *Fukuoka D.* Spin dynamics of two-dimensional electrons in a quantum Hall system probed by time-resolved Kerr rotation spectroscopy / D. Fukuoka, T. Yamazaki, N. Tanaka, K. Oto, K. Muro, Y. Hirayama, N. Kumada, H. Yamaguchi // *Physical Review B*. — 2008. — Vol. 78, no. 4. — P. 041304.
- [19] *Larionov A. V.* Goldstone mode stochastization in a quantum Hall ferromagnet / A. V. Larionov, L. V. Kulik, S. Dickmann, I. V. Kukushkin // *Physical Review B*. — 2015. — Vol. 92, no. 16. — P. 165417.

- [20] *Dickmann S.* Extremely Slow Spin Relaxation in a Spin-Unpolarized Quantum Hall System / S. Dickmann // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Vol. 110. — P. 166801.
- [21] *Kavokin K. V.* Spin relaxation of localized electrons in n-type semiconductors / K. V. Kavokin // *Semiconductor Science and Technology.* — 2008. — Vol. 23, no. 11. — P. 114009.
- [22] *Lyubinskiy I. S.* Slowing down of spin relaxation in two-dimensional systems by quantum interference effects / I. S. Lyubinskiy, V. Y. Kachorovskii // *Physical Review B.* — 2004. — Vol. 70, no. 20. — P. 205335.
- [23] *Garcia-Arellano G.* Longitudinal spin relaxation time of donor-bound electrons in a CdTe quantum well / G. Garcia-Arellano, F. Bernardot, G. Karczewski, C. Testelin, M. Chamarro // *Physical Review B.* — 2020. — Vol. 102, no. 16. — P. 165314.
- [24] *Zavoisky E.* Paramagnetic Absorption in Perpendicular and Parallel Fields for Salts, Solutions and Metals: Phd thesis. — 1944.
- [25] *Zheludev N. I.* Giant specular inverse Faraday effect in Cd<sub>0.6</sub>Mn<sub>0.4</sub>Te / N. I. Zheludev, M. A. Brummell, R. T. Harley, A. Malinowski, S. V. Popov, D. E. Ashenford, B. Lunn // *Solid State Communications.* — 1994. — Vol. 89, no. 10. — P. 823.
- [26] *Kikkawa J. M.* Resonant Spin Amplification in n-Type GaAs / J. M. Kikkawa, D. D. Awschalom // *Physical Review Letters.* — 1998. — Vol. 80, no. 19. — P. 4313.
- [27] *Aleksandrov E. B.* Magnetic resonance in the Faraday-rotation noise spectrum / E. B. Aleksandrov, V. S. Zapasskii // *Sov. Phys. JETP.* — 1981. — Vol. 54. — P. 64.
- [28] *Heisterkamp F.* Longitudinal and transverse spin dynamics of donor-bound electrons in fluorine-doped ZnSe: Spin inertia versus Hanle effect / F. Heisterkamp, E. A. Zhukov, A. Greilich, D. R. Yakovlev, V. L. Korenev, A. Pawlis, M. Bayer // *Physical Review B.* — 2015. — Vol. 91, no. 23. — P. 235432.
- [29] *Pines D.* Relaxation times in magnetic resonance / D. Pines, C. P. Slichter // *Physical Review.* — 1955. — Vol. 100, no. 4. — P. 1014.
- [30] *Paget D.* Optical detection of NMR in high-purity GaAs under optical pumping: Efficient spin-exchange averaging between electronic states / D. Paget // *Physical Review B.* — 1981. — Vol. 24, no. 7. — P. 3776.

- [31] *Ivchenko E. L.* Spin relaxation of free carriers in semiconductors without inversion center in longitudinal magnetic field / E. L. Ivchenko // *Fiz. Tverd. Tela.* — 1973. — Vol. 15. — P. 1566.
- [32] *Altshuler B. L.* Electron-Electron Interactions in Disordered Systems / B. L. Altshuler, A. G. Aronov; Ed. by A. J. Efros, M. Pollak. — Amsterdam: Elsevier, 1985.
- [33] *Klitzing K.* New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance / K. Klitzing, G. Dorda, M. Pepper // *Physical Review Letters.* — 1980. — Vol. 45, no. 6. — P. 494.
- [34] *Saeed F.* Single-beam optical measurement of spin dynamics in CdTe/(Cd,Mg)Te quantum wells / F. Saeed, M. Kuhnert, I. A. Akimov, V. L. Korenev, G. Karczewski, M. Wiater, T. Wojtowicz, A. Ali, A. S. Bhatti, D. R. Yakovlev, M. Bayer // *Physical Review B.* — 2018. — Vol. 98, no. 7. — P. 075308.