

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ НИЖЕГОРОДСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМ. Н.И. ЛОБАЧЕВСКОГО»

На правах рукописи

Калинина Екатерина Александровна

**МАГНИТНО-РЕЗОНАНСНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОВЕДЕНИЯ
ДОНОРОВ В КРИСТАЛЛАХ Si И $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ С
МОДИФИЦИРОВАННЫМИ ИЗОТОПНЫМ СОСТАВОМ И СПИН-
ОРБИТАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ**

1.3.11 - Физика полупроводников

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физ.-мат. наук,
профессор
Александр Александрович Ежевский

Нижний Новгород – 2025

Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Энергетический спектр донорных центров и механизмы спиновой релаксации.....	13
1.1 Особенности и практическое применение структур Si и $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$	13
1.2 Мелкие доноры в полупроводниках Si и SiGe	15
1.3 Сверхтонкое взаимодействие	17
1.4 Спиновая релаксация	20
1.5 Спиновый ток и спиновый эффект Холла в полупроводниках	22
1.5.1 Механизмы, приводящие к возникновению спинового эффекта Холла... ..	23
1.5.2 Генерация спиновых токов в структурах: нормальный металл/ферромагнетик.....	25
1.5.3 Преобразование спинового тока в зарядовый ток с помощью инверсного спинового эффекта Холла.....	30
1.5.4 Инверсный спиновый эффект Холла в n-Si, легированном висмутом	33
Глава 2. Экспериментальные образцы и методы их исследования	39
2.1 Техника ЭПР-спектроскопии	39
2.2 Определение времен релаксации.....	40
2.2.1 Метод непрерывного насыщения	41
2.2.2. Импульсный метод.....	44
2.3 Методы получения исследуемых образцов	45
2.3.1 Твердый раствор SiGe, легированный мелкими донорами	45
2.3.2 Кремний, легированный тяжелыми донорами.....	46
Глава 3. Исследование поведения мелкого донорного центра фосфора в объемных кристаллах $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ методом электронного спинового резонанса	48

3.1 Электронный спиновый резонанс донорных центров фосфора	48
3.2 Времена спиновой релаксации донорных центров фосфора в сплаве $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$	51
Выводы к главе 3	56
Глава 4. Исследование поведения мелкого донорного центра лития в объемных кристаллах $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ методом электронного спинового резонанса	58
4.1 ЭПР спектроскопия донорного центра лития в сплаве $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$	58
4.2 Времена спиновой релаксации донорных центров лития в сплаве $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$	65
Выводы к главе 4	73
Глава 5. Генерация и детектирование спиновых токов в структурах ферромагнетик/Si с модифицированным спин-орбитальным взаимодействием за счет легирования тяжелой примесью	75
5.1 Генерация спиновых токов в n-Si, легированном фосфором, сурьмой и висмутом	75
5.2 Влияние рассеяния с переворотом спина на спиновый ток и обратный спиновый эффект Холла в кремнии, легированном висмутом, сурьмой или фосфором	82
Выводы к главе 5	89
Заключение.....	91
Список сокращений и условных обозначений	92
Список работ, опубликованный автором по теме диссертации.....	93
Список литературы.....	96

Введение

Актуальность темы исследования и степень ее разработанности

На сегодняшний день развитие информационных и коммуникационных технологий невозможно представить без своевременной модернизации электронной компонентной базы. Повышение производительности приборов микро- и нанoeлектроники обусловлено количественным наращиванием функциональных элементов. Для качественного скачка необходим переход к новым способам конструирования приборов, в которых возможно использование такого свойства заряда электрона, как спин. Спинтроника относится к перспективным направлениям развития научных исследований и технологических разработок. По сравнению с электронными устройствами спиновые обеспечили бы более высокую скорость реагирования на управляющий сигнал и потребовали бы меньших энергетических затрат.

Приборы спинтроники могут быть построены либо на локализованных спинах (квантовые компьютеры), либо с использованием транспорта носителей спина (спиновые фильтры и т.д.). В связи с этим большую привлекательность имеет развитие методов управления спиновыми состояниями, спинового транспорта, спиновой релаксации, дефазировки и фазовой когерентности в спиновых системах. Кремний является прекрасным кандидатом и для использования в спиновых приборах благодаря слабому спин-орбитальному взаимодействию (СОВ), большим временам спиновой релаксации, совместимости с современными технологиями. Слабое собственное спин-орбитальное взаимодействие для электронов в кремнии увеличивает время жизни спиновых состояний и приводит к большим длинам спиновой диффузии, что является необходимым свойством, например, для квантовых вычислений. С другой стороны, это приводит к слабым эффектам спиновой поляризации из-за малых углов спинового эффекта Холла, что осложняет управление спиновыми токами. Однако эффективность спин-орбитального рассеяния в кремнии может быть увеличена за счет легирования тяжелыми донорами V группы с большим спин-орбитальным потенциалом (СОП).

На сегодняшний день уже научились создавать одиночные и двойные квантовые точки в структурах $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ и производить одно- и двухкубитовые операции, лежащие в основе работы квантового компьютера [1],[2]. Квантовый разряд, наименьший элемент для хранения информации в квантовом компьютере называется кубитом. Как и бит, кубит допускает два состояния — 0 и 1, но при этом может находиться в суперпозиции, то есть может принимать одновременно оба значения. Важной проблемой в создании полноценного квантового компьютера является проблема масштабирования спиновых электронных кубитов, которая в случае полупроводниковой платформы может быть решена с применением CMOS (MOSFET) технологии более рационально [3] по сравнению с другими концепциями, такими как построение кубитов на основе сверхпроводников и ионных ловушек.

При создании Si/SiGe 2D электронных систем с управляемыми квантовыми точками с помощью обогащающих и обедняющих затворов предполагается, что формируемые слои однородны по структуре и составу, имеют резкие границы и минимальную шероховатость. Все эти параметры существенно влияют на спиновые состояния и характеристики кубитов. В структурах Si/SiGe случайное распределение атомов германия в решетке кремния также влияет на электронные и спиновые состояния, модулируя кристаллический потенциал решетки и, соответственно, спин-орбитальный потенциал. Такие эффекты могут проявляться и в самой кремниевой квантовой яме, вследствие небольшого содержания германия и размытия границ квантовой ямы.

В качестве эффективной матрицы для кубитов все чаще рассматриваются моноизотопные бесспиновые материалы [4]. Особенности используемых материалов можно изучать по поведению основного состояния доноров методом электронного парамагнитного (спинового) резонанса (ЭПР). Спектры ЭПР с естественным содержанием изотопов плохо разрешаются из-за уширения линий, вызванного сверхтонким взаимодействием с ядрами ^{29}Si и ^{73}Ge , что ограничивает возможности анализа экспериментальных данных. В диссертационной работе впервые исследованы изотопно-чистые сплавы $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. Обогащение матрицы

кристалла бесспиновыми изотопами ^{28}Si и ^{72}Ge приводит к значительной изоляции спинов в квантовых состояниях, что увеличивает время спиновой когерентности. Это проявляется также в сужении линий в спектрах ЭПР, повышении разрешения спектров, обеспечении дополнительных возможностей для изучения структурных особенностей основного состояния доноров. На основе исследований спектров ЭПР электронов, связанных с мелкими донорами, такими как литий или фосфор, спины которых чувствительны к окружению в SiGe, возможно получить данные о свойствах моноизотопных материалов.

Эффекты спин-зависимого транспорта носителей также привлекают внимание исследователей во всем мире [4]-[8]. Наряду с длительностью времени жизни спина в кремниевых структурах ключевыми задачами являются генерация и детектирование спиновых токов [9]-[17]. Это важно для развития полупроводниковой спинтроники, где необходимы надежные средства записи, обработки и считывания информации с использованием спин-поляризованных носителей. Инжекция спинов в полупроводник и преобразование спиновой информации в электрический сигнал – одна из задач спинтроники [18].

Для генерации спинового тока широко используется метод спиновой накачки (spin pumping) за счет возбуждения прецессии намагниченности, индуцированной микроволновым полем в ферромагнетике. Проведено большое количество экспериментальных и теоретических исследований по спиновой накачке (СН), явлениям передачи спинового тока в ферромагнитных структурах. Обнаружен спиновый эффект выпрямления, который генерирует постоянное напряжение за счет нелинейной связи между спиновым током и изменением сопротивления в магнитных структурах. Также прецессия намагниченности в ферромагнетике, возбужденная ферромагнитным резонансом (ФМР), инжектирует спиновый ток в парамагнитный слой, что приводит к возникновению электродвижущей силы (ЭДС), поперечной спиновому току в результате действия инверсного спинового эффекта Холла (ИСХЭ) в парамагнитном слое.

Целью работы является исследование поведения донорных центров фосфора и лития в изотопно-чистом твердом растворе $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ при малом ($x < 3\%$) содержании германия методом электронного спинового резонанса (ЭСР), а также влияние доноров с большим спин-орбитальным взаимодействием (висмут, сурьма) на спиновое рассеяние в структурах $n\text{-Si /Py}$.

Для достижения поставленной цели решались следующие **задачи**:

1. Исследование влияния атомов германия в изотопно-чистом твердом растворе $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ при малом содержании Ge $x < 3\%$ на величины сверхтонкого взаимодействия, а также процессы спин-спиновой и спин-решеточной релаксации донорных электронов.
2. Изучение особенностей спектров спинового резонанса электронов, локализованных на изолированных центрах фосфора и лития в $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ при разном содержании Ge, анализ основного состояния и величины сверхтонкого взаимодействия.
3. Определение скоростей спин-спиновой и спин-решеточной релаксации для центров P и Li методом насыщения ЭПР линии, импульсным методом ЭПР и по уширению линии спектра. Сравнение и анализ полученных результатов.
4. Исследование угловых зависимостей положений линий донорных электронов Li в спектрах ЭСР в $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ и определение их симметрии.
5. Изучение спин-зависимого рассеяния электронов проводимости на спин-орбитальном потенциале тяжелых доноров и процессов, приводящих как к перевороту спина, так и к инверсному спиновому эффекту Холла (ИСХЭ).

Научная новизна работы

1. Впервые исследованы процессы спиновой релаксации в моноизотопных сплавах $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, обогащенных бесспиновыми изотопами ^{28}Si (99,998%) и ^{72}Ge (99,984%). Такой твердый раствор является малоизученным по сравнению с ^{28}Si .
2. Впервые установлено, что атомы германия в $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ при содержании германия в кремнии на уровне 0,3 – 3% существенно влияют на спиновые

характеристики электронов, локализованных при низких температурах на донорах фосфора и лития: резонансные частоты, параметры сверхтонких взаимодействий, скорости спиновой релаксации.

3. Впервые показано, что в $^{28}\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ существуют литиевые центры, различающиеся временами спиновой когерентности T_2 и спин-решеточной релаксации T_1 . Спины донорных электронов атомов лития чувствительны к различному содержанию германия в ближайших координационных сферах вокруг лития.
4. Впервые в структуре $\text{P}/n\text{-Si:Bi}$ на основе теории спиновой накачки и диффузионной модели рассчитаны зависимости величины спиновых токов и напряжения инверсного спинового эффекта Холла (ИСХЭ) от параметров слоев кремния, легированных висмутом. Обосновано отсутствие сигналов инверсного спинового эффекта Холла при легировании слоя кремния только фосфором или сурьмой.

Теоретическая и практическая значимость работы

В диссертационной работе впервые рассмотрены спиновые процессы в моноизотопном твердом растворе $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, обогащенном бесспиновыми изотопами ^{28}Si (99,998%) и ^{72}Ge (99,984%). Одним из наиболее перспективных направлений применения таких кристаллов является создание приборов для квантовых вычислений. Результаты важны для исследования спиновых кубитов на основе полупроводниковых структур $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, слои которых обладают высокой степенью изотопной чистоты. Диссертационная работа выполнялась одновременно с выполнением проекта «Разработка спиновой концепции создания кубитов на основе эпитаксиальных гетероструктур Si/SiGe и исследование влияния окружения на параметры созданных кубитов», выполняемого при поддержке Госкорпорации «Росатом» в рамках выполнения Дорожной карты «Квантовые вычисления» (контракт № 868-1.3-15/15-2021 от 05.10.2021 и контракт № P2193 от 14.12.2021). Часть результатов, опубликованных в [19], включены в отчет по проекту.

Спиновый транспорт и спиновое рассеяние в кремниевых структурах, легированных тяжелым донором с большой спин-орбитальной связью, могут быть использованы при разработке приборов на эффектах спиновой поляризации и спинового рассеяния.

Методология и методы исследования

Диссертационная работа выполнена с использованием современного оборудования и традиционных хорошо зарекомендовавших себя экспериментальных методов исследования и получения полупроводниковых структур. Методы ионной имплантации и диффузионного легирования были использованы для получения кремниевых слоев с заданным уровнем легирования примесями, такими как: висмут, сурьма, фосфор, литий.

Для изучения особенностей основного состояния изолированных центров фосфора и лития в $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ получены спектры спинового резонанса на спектрометре Bruker_EMX-plus-10/12 с гелиевым криостатом и системой контроля температуры (3,8–300 K) ER 4112 HV. Дополнительно спектры получены с помощью импульсного метода на ЭПР спектрометре Bruker-Elexsys 580/680 X- и W-диапазона (9,6 и 94 ГГц, соответственно) в Казанском федеральном университете. С помощью спектрометра Bruker_EMX-plus-10/12 получены спектры ферромагнитного резонанса (ФМР) для Si, легированного тяжелыми донорами с большой спин-орбитальной связью (висмут, сурьма, мышьяк).

Основные положения диссертации, выносимые на защиту

1. В изотопно-чистых монокристаллах $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ при $x = 0,39, 1,1, 1,2, 2,9$ ат. % уменьшение вклада от сверхтонких взаимодействий с ядрами ^{29}Si и ^{73}Ge приводит к сужению линий спектров ЭСР при низких температурах по сравнению с аналогичными кристаллами с природной композицией изотопов кремния и германия, что позволило в $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ наблюдать спектры с хорошо разрешенной сверхтонкой структурой.

2. Атомы германия существенно влияют на спиновые характеристики электронов, локализованных при низких температурах на донорах фосфора в изотопно-чистом $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ даже при малом содержании германия $x < 3$ ат. %. Это проявляется в изменении констант сверхтонкого взаимодействия со спином ^{31}P , в результате чего наблюдаются дополнительные линии сверхтонкой структуры от пространственно-неэквивалентных донорных центров фосфора.
3. В $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ при $x < 3$ ат. %, легированном литием, парамагнитные центры лития проявляют аксиальную (тригональную) симметрию с главной осью g-фактора параллельной направлению $[111]$ кристалла. Понижение симметрии по сравнению с чистым кремнием обусловлено наличием в решетке атомов германия.
4. Показано, что Li в изотопно-чистом $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ обладает высокой диффузионной подвижностью, может вводиться при низких температурах (< 300 °C), ведет себя как примесь внедрения, занимая тетраэдрические междоузлия, обладает инверсной системой уровней. Основное состояние лития, также как и в кремнии, не является синглетным, в отличие от доноров V группы.
5. При генерации спиновых токов в кремнии методом спиновой накачки процессы рассеяния спинов с переворотом приводят к немонотонной зависимости напряжения ИСХЭ от концентрации тяжелого донора с большой спин-орбитальной связью. С ростом концентрации Bi можно достичь значительно большей вероятности спинового рассеяния и, соответственно, значений ИСХЭ, но при этом уменьшая толщину легированного слоя кремния, из-за уменьшения длины спиновой диффузии с ростом N_{Bi} .

Достоверность полученных результатов и обоснованность научных положений и выводов, представленных в настоящей диссертационной работе, обеспечиваются использованием современного научного оборудования,

совокупностью хорошо апробированных экспериментальных и расчетных методов исследования, корректных теоретических представлений при анализе и интерпретации полученных экспериментальных результатов, а также воспроизводимостью полученных экспериментальных данных.

Проведенные в ходе диссертационной работы исследования опираются на результаты работ, опубликованных по данной тематике ранее и приведенных в списке цитируемой литературы.

Основные результаты и положения настоящей работы представлены в статьях, опубликованных в цитируемых российских и зарубежных изданиях, и неоднократно обсуждались на научных конференциях.

Апробация работы

Результаты исследований, вошедших в настоящую диссертационную работу, были представлены в виде докладов и обсуждались на следующих конференциях: XXIV, XXV, XXVI, XXVII, XXVIII международных симпозиумах "Нанопизика и наноэлектроника" (2020 - 2024 г, г. Нижний Новгород); XXV Нижегородской сессии молодых ученых (технические, естественные, гуманитарные науки), (2021 г, г. Нижний Новгород); 2-ой конференции «Физика конденсированных состояний» (2021 г, г. Черногловка); 23 Всероссийской научной молодежной конференции «Физика полупроводников и наноструктур, полупроводниковая опто- и наноэлектроника» (2021 г, г. Санкт-Петербург).

Публикации

По материалам диссертационной работы опубликовано 15 научных работ: 5 статей в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных ВАК, и 10 публикаций в материалах международных и всероссийских конференций.

Личный вклад соискателя

Личный вклад автора заключался в его непосредственном участии на всех этапах диссертационной работы, включая выполнение экспериментов, анализ и

интерпретацию полученных результатов, оформление и подготовку по результатам исследований публикаций в виде статей и докладов на конференциях различного уровня. Постановка цели, задач и обсуждение полученных результатов диссертационного исследования, а также формулировка выводов проводилось совместно с научным руководителем д.ф.-м.н. проф. Ежевским А.А., а также другими соавторами опубликованных работ.

Структура и содержание работы

Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения, списка сокращений и условных обозначений, списка литературы. Общий объём диссертации составляет 106 страниц, включая 39 рисунков и 2 таблицы. Список цитируемой литературы содержит 101 наименование.

Благодарности

Диссертация подготовлена в Нижегородском государственном университете им. Н.И. Лобачевского. Автор выражает признательность и благодарность научному руководителю Александру Александровичу Ежевскому и научным сотрудникам кафедры физики полупроводников, электроники и нанoeлектроники физического факультета Давуду Вадимовичу Гусейнову и Андрею Владимировичу Сухорукову. А также благодарит сотрудников Д.Г. Зверева и Ф.Ф. Мурзаханова (Казанский федеральный университет) за проведение экспериментов и Н.В. Абросимова (Leibniz Institute for Crystal Growth, Berlin, Germany) за подготовку экспериментальных образцов.

Глава 1. Энергетический спектр донорных центров и механизмы спиновой релаксации

В данной главе проведен анализ имеющихся в научной литературе данных, касающихся особенностей энергетических спектров мелких доноров в кремнии и твердом растворе кремний-германия. Отдельное внимание уделяется явлениям, влияющим на процессы спин-решёточной релаксации, спин-орбитальному взаимодействию и сверхтонкой структуре. Обсуждаются механизмы спиновой релаксации и процессы, приводящие к возникновению инверсного спинового эффекта Холла.

1.1 Особенности и практическое применение структур Si и $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$

Спиновая обработка квантовой информации в последнее время привлекла внимание значительного числа ученых. Особое внимание уделяется созданию квантового компьютера. На сегодняшний день в лабораториях мира продолжают развиваться несколько кремниевых полупроводниковых направлений: кубиты на донорах, квантовых точках в системах Si/SiO₂ и Si/SiGe. У каждого направления есть особенности и недостатки. Так структуры на основе Si/SiO₂ имеют меньшие времена спиновой когерентности, поскольку дополнительным источником шума в них являются дефекты на границе раздела Si/SiO₂. Структуры Si/Si_{1-x}Ge_x могут быть использованы для создания кремниевой квантовой ямы и индуцированных затвором квантовых точек для формирования в спиновых кубитов [20]. В Si/SiGe случайное распределение атомов германия в решетке кремния также существенно влияет на электронные и спиновые состояния, модулируя кристаллический потенциал решетки и, соответственно, спин-орбитальный потенциал. Такие эффекты могут проявляться и в кремниевой квантовой яме структуры Si_{1-x}Ge_x/Si/Si_{1-x}Ge_x из-за остаточных атомов германия в яме вследствие процессов сегрегации. Как показано в работах [21],[22], содержание германия в кремнии на уровне 0,3 ÷ 3% существенно влияет на спиновые состояния электронов, локализованных на мелких донорах (фосфоре, литии, используемых в качестве

спиновых зондов), что, безусловно, будет справедливо и для электронов в квантовых точках.

Для полупроводниковых кубитов используются эпитаксиально выращенные структуры $^{28}\text{Si}/\text{SiGe}$. Квантовая яма ^{28}Si зажата между слоями SiGe. Кубиты реализуются путем управления одним или несколькими спинами электронов в квантовых точках, формируемых электрическим полем в яме. Слои гетероструктуры должны быть однородны по составу, иметь резкие границы и минимальную шероховатость (рисунок 1).



Рисунок 1. Изображение гетероструктуры $^{28}\text{Si}/\text{SiGe}$, используемой при создании кубитов [23]

Ширина запрещенной зоны и эффективные массы в зоне проводимости слабо зависят от состава x в сплаве $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. Тем не менее физические свойства сплава и чистого кремния даже при малом содержании германия различаются. Атомы Ge случайным образом встраиваются в решетку кремния, также проникая в интерфейсные слои на границе раздела $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. Неоднородность в распределении германия в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($x < 0,05$) обсуждалась в работах [19], [22] при исследовании сверхтонкого взаимодействия на примесных атомах фосфора в объемных монокристаллах, а также в эпитаксиально выращенных слоях ($x = 0,3-0,5$) в работе [24]. Однако сильное уширение линий электронного спинового резонанса (ЭСР) донорных электронов, вызванное как наличием локальных напряжений в решетке, обусловленных германием, так и магнитными ядрами ^{29}Si (4,7%) и ^{73}Ge (7,9%), за счет сверхтонких взаимодействий существенно снижает

разрешение в спектрах и не дает возможности их детального изучения. Поэтому в данной работе изучались изотопно-чистые сплавы $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, обогащенные бесспиновыми изотопами ^{28}Si (99,998%) и ^{72}Ge (99,984%).

1.2 Мелкие доноры в полупроводниках Si и SiGe

Все мелкие доноры V группы в кремнии и кремний-германии обладают схожими электронными свойствами, определяемыми строением основного состояния $1s$ (A_1) электрона - орбитального синглета [25],[26]. Принципиальной разницы в электрических свойствах кристалла кремния, легированного разными донорами в ряду P – Bi, нет [27]. Однако спины электронов, локализованных на донорах, ведут себя по-разному из-за индивидуальных особенностей спиновых состояний, различий в плотности состояний на ядре-доноре или окружающих ядрах, а также спин-орбитальной (СО) связи. Эти параметры существенно зависят от индивидуальных химических свойств донорных атомов. Процессы спиновой релаксации локализованных донорных спинов и электронов проводимости также зависят от химической природы донора [27], [28]. Для изучения распределения атомов германия в твердом растворе SiGe наиболее подходящим является метод электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) доноров, чувствительный к изменению локальной структуры магнитного центра.

Легируя донорами, можно изменить величину спин-орбитального вклада в процессы спиновой релаксации. Кроме того, модифицируя индуцированное донором спин-орбитальное взаимодействие, можно инициировать эффекты спин-зарядовой конверсии в кремниевых структурах и генерацию спиновых токов [29], что имеет возрастающий теоретический и экспериментальный интерес. Схематическое изображение структуры энергетических уровней доноров в кремнии представлено на рисунке 2.

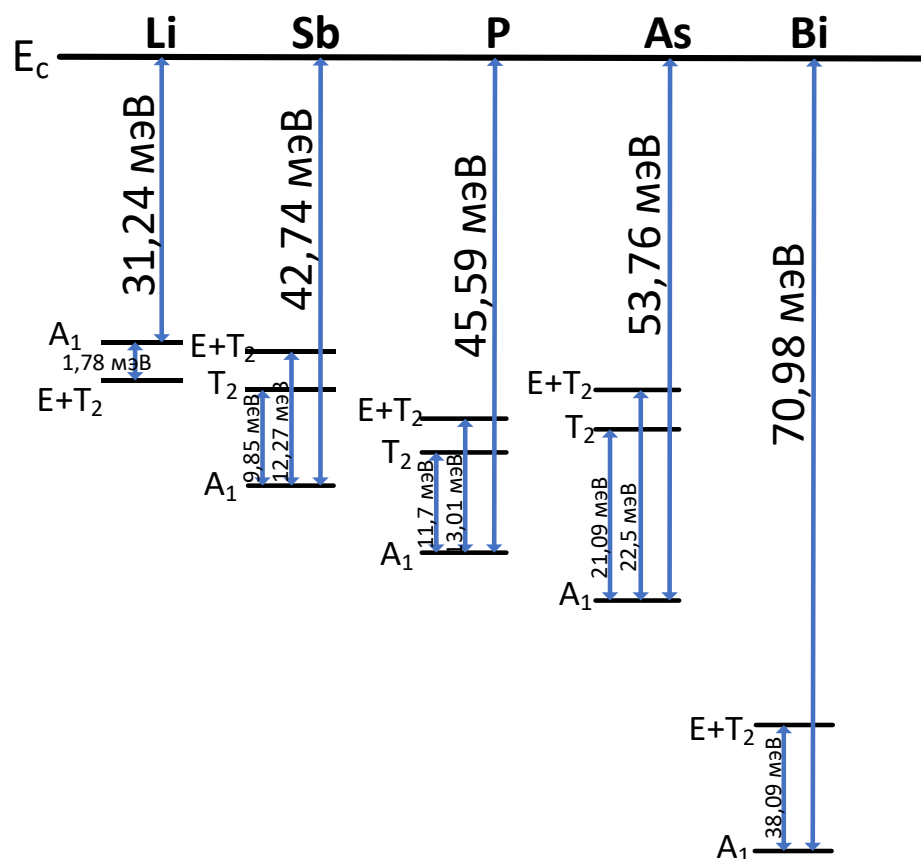


Рисунок 2. Схематическое изображение структуры энергетических уровней доноров в кремнии

Изучение поведения донорных центров V группы интересно по нескольким причинам. Во-первых, они применяются в качестве зонда для изучения свойств кремния и твердого раствора SiGe. Основное состояние электрона, локализованного на P, является синглетным, а триплетные и дублетные состояния находятся выше по энергии на 11,7 и 13,05 мэВ. Доноры фосфора в кремнии уже давно играют важную роль в электронных устройствах на основе кремния, но в работах [30]-[34] рассматриваются и для развития квантовой обработки информации. Донорный электрон фосфора имеет длительное время спиновой когерентности, благодаря чему является кандидатом и для спиновых кубитов [31], [33].

Существует интерес и к донорным центрам лития в связи с тем, что в кремнии, в отличие от доноров V группы, литий представляет собой примесь

внедрения, расположенную в тетраэдрическом междоузлии и имеющую инвертированное долинно-орбитальное расщепление [24], [26]. Его синглетный уровень A_1 расположен над орбитально вырожденными состояниями дублета E и триплета T_2 (рисунок 2). Эта особенность структуры состояний лития отчетливо проявляется в спектрах ЭПР. Впервые электронный парамагнитный резонанс электронов, локализованных на изолированных литиевых центрах, в кремнии с естественным изотопным составом ($N_{Li} \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T = 1,5$ и $4,2 \text{ K}$) исследован в [35], а также в кристаллах, обогащенных изотопом ^{28}Si - в работах [36]-[38]. ЭПР-исследования донорных состояний лития в сплавах SiGe , обогащенных бесспиновыми изотопами (^{28}Si , ^{72}Ge), также представляют интерес, тем более что сплавы $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, обогащенные бесспиновыми изотопами, являются малоизученными материалами по сравнению с ^{28}Si . Литий в кремнии и сплавах SiGe подвижен даже при низких температурах, поэтому в SiGe он легко находит наиболее выгодные места в решетке относительно атомов германия и в зависимости от содержания и положения германия в решетке $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ электронное состояние донора может измениться.

Еще одним интересным для спинтроники донором в полупроводниковых материалах является висмут, который значительно отличается от широко изучаемых доноров V группы по нескольким параметрам: он имеет наибольшую энергию связи (70,98 мэВ), большой ядерный спин ($I = 9/2$) и большую константу сверхтонкого взаимодействия ($A = 1475,4 \text{ МГц}$). По мнению авторов работы [39], это приводит к нескольким потенциальным преимуществам доноров висмута.

1.3 Сверхтонкое взаимодействие

Взаимодействия магнитного момента электрона с магнитными моментами ядер, благодаря которым могут наблюдаться спектры ЭПР с гораздо большим числом компонент называются сверхтонкими. В них может участвовать ядро атома, которому принадлежит неспаренный электрон, либо ядра атомов близлежащих координационных сфер в твердом теле (такое взаимодействие называют еще

суперсверхтонким в твердых телах или сверхтонким на лигандах, приводящим к неоднородному уширению линий ЭПР).

Вследствие сверхтонкого взаимодействия между магнитным моментом неспаренного электрона парамагнитного центра и магнитным моментом ядер в спектрах ЭПР возникает сверхтонкая структура. Спиновый гамильтониан можно записать в виде [40]:

$$H_{\text{сп}} = H_z + H_{\text{кр}} + H_{\text{мэя}} = \mu_B g \hat{S}H + \hat{S} \bar{D} \hat{S} + \hat{S} \bar{A} \hat{I} \quad (1)$$

В выражении (1) первое слагаемое описывает зеемановское расщепление низших энергетических уровней, второе – расщепление электронных состояний кристаллическим полем при $\mathbf{H}=0$. Третье описывает взаимодействие электронного и ядерного магнитных моментов (магнитное сверхтонкое взаимодействие) [41].

Сверхтонкое взаимодействие (СТВ) характеризуется третьим слагаемым в (1) $H_{\text{мэя}} = \hat{S} \bar{A} \hat{I}$, где $\bar{A}$ - тензор СТВ, $\hat{I}$ - оператор ядерного магнитного момента. Тензор СТВ состоит из двух частей: изотропной и анизотропной. Изотропное взаимодействие обычно дает наибольший вклад в СТВ и представляет собой ферми-контактное взаимодействие, энергия которого пропорциональна электронной спиновой плотности на ядре и отлична от нуля для центров, содержащих s -электроны. Энергия изотропного взаимодействия магнитного момента электрона с ядерным спином в этом случае находится с помощью выражения [41]:

$$W = -\frac{8\pi}{3} |\Psi(0)|^2 \mu_{ez} \mu_{Nz} \quad (2)$$

где $\hat{\mu}_{ez} = -g\mu_B \hat{S}_z$, $\hat{\mu}_{Nz} = g_N \mu_N \hat{I}_z$. $\Psi(0)$ – волновая функция электрона. Анизотропная же часть СТВ связана с диполь-дипольным взаимодействием [41].

Например, для доноров фосфора сверхтонкая константа (СТК) в чистом монокристаллическом кремнии равна 42 Э [42]. На рисунке 3 представлены спектры ЭПР донорных электронов P, As, Li, LiO, Bi, Sb в Si. Сверхтонкое взаимодействие не наблюдалось только у доноров Li. Это связано с тем, что у Li основное состояние не является синглетом. Литий имеет нулевую плотность на

ядре, его синглетный $1s$ (A_1) уровень лежит на 1.8 мэВ выше орбитально-вырожденных уровней $1s(E)$ -дублета и $1s(T_2)$ -триплета. Все остальные примесные атомы P, As, Bi, Sb имеют сверхтонкую структуру.

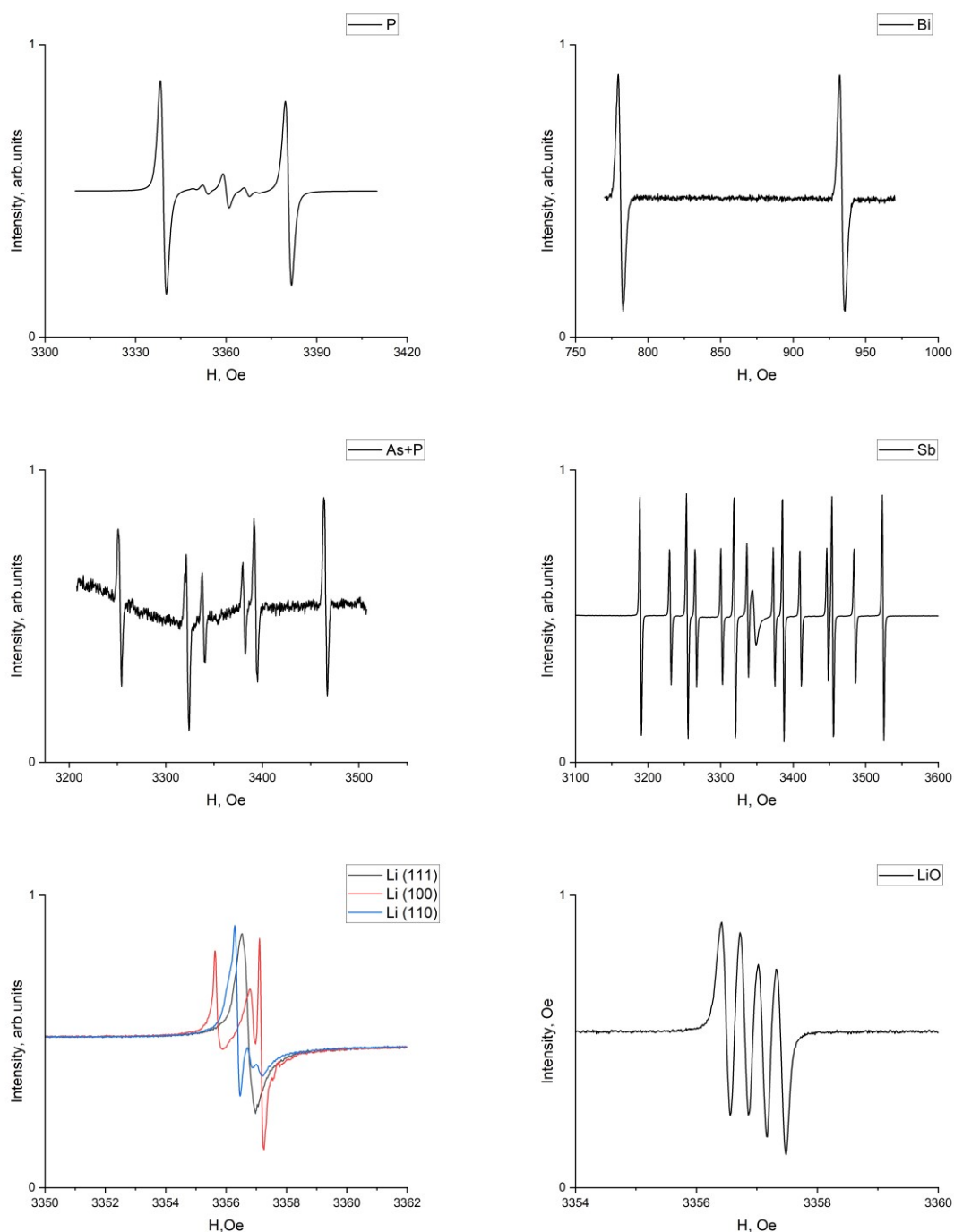


Рисунок 3. Производные сигнала ЭПР поглощения Si, легированного различными примесями: P, Bi, As+P, Sb, Li, LiO

В диссертационной работе исследован изотопно-чистый твердый раствор $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$. Отсутствие ядерных изотопов ^{29}Si и ^{73}Ge позволило минимизировать вклад сверхтонкого взаимодействия, который приводит к уширению линий донорных электронов в спектрах ЭПР. Так, например, для фосфора в кремнии природного изотопного состава ширина линии ЭПР составила: $\Delta B \sim 0,3 \text{ mT}$, а в моноизотопном кремнии – ^{28}Si : $\Delta B \sim 0,045 \text{ mT}$ [42].

1.4 Спиновая релаксация

Согласно [43] одной из основных задач спинтроники является получение больших времен спиновой релаксации, благодаря которым спин электрона может быть использован в качестве носителя информации. Обычно неравновесные электронные спины живут в полупроводниках относительно “долго” (порядка наносекунд – значительно дольше по сравнению со временем релаксации импульса), что делает возможным спинам, несущим информацию, перемещаться за время спиновой релаксации τ_s на макроскопические расстояния до детектора. Именно этот факт делает спинтронику привлекательной сферой для создания приборов. Различают время спин-решеточной (продольной) T_1 и спин-спиновой релаксации (поперечной) T_2 .

Если осциллирующее магнитное поле определенной частоты может индуцировать переходы между энергетическими уровнями спиновой системы, то существуют механизмы, посредством которых фононы приводят к возникновению такого поля. Взаимодействия между спинами парамагнитных частиц и колебаниями решетки (системой фононов) определяют релаксационные процессы, приводящие к установлению теплового равновесия. Различают несколько процессов обмена энергией между парамагнитными ионами и фононами [41].

а) Прямой процесс (однофононный)

Фонон с энергией $\hbar\omega$, равной энергии кванта, требуемого для резонансного перехода спина, поглощается спиновой системой. В результате происходит переход «вверх» или испускание фонона и внутри системы происходит переход «вниз». Прямой процесс важен при низких температурах.

б) Рамановский процесс (двухфононный)

Фонон любой частоты $\omega_p / 2\pi$ может взаимодействовать со спином, вызывая переход (вверх или вниз) внутри спиновой системы, сопровождаемый рассеянием фонона с разностной частотой $(\omega_p / 2\pi) \mp \nu$, ν – частота магнитного резонанса. В данном механизме поглощается не резонансный фонон, а поглощаются и испускаются два фонона, с разностной частотой, равной энергии зеемановского расщепления. Такие процессы становятся более эффективными по сравнению с прямыми процессами при повышении температуры, когда число фононов, способных участвовать в рамановских процессах, резко увеличивается, приводя к большим степеням (T^5 , T^7 или T^9) в зависимости скорости релаксации от температуры.

В большинстве случаев температурную зависимость можно описать выражением:

$$\frac{1}{\tau_1} = a \operatorname{cth} \left(\frac{h\nu}{2kT_0} \right) + bT_0^n + \frac{c}{\exp(\Delta/kT_0) - 1} \quad (3)$$

Первое слагаемое описывает прямые процессы, включающее фононы с энергией, равной энергии кванта магнитного резонанса $h\nu$. Второе – рамановский двухфононный процесс, сильно зависящий от температуры, в котором могут участвовать все фононы.

Третье слагаемое в формуле (3) описывает процесс Орбаха [44]. Этот процесс состоит из двух этапов. Сначала в прямом процессе происходит поглощение фонона и возбуждение спиновой системы на значительно более высокий уровень, отстоящий от дублета на величину энергии Δ . Затем испускается другой фонон с несколько отличающейся энергией, а магнитный ион переходит на другой уровень основного дублета. В результате процесса Орбаха магнитный ион косвенно переносится из одного состояния основного дублета в другое. Например, поведение доноров фосфора в кремнии хорошо описывается процессом Орбаха. Если основное состояние является мультиплетом, например, как у Li в Si, то существенным становится механизм Блюма-Орбаха [45].

1.5 Спиновый ток и спиновый эффект Холла в полупроводниках

Инжекция спинов в полупроводник и преобразование спиновой информации в электрический сигнал – одна из проблем спинтроники [46]. Спиновая накачка, вызванная ферромагнитным резонансом (ФМР), является одним из возможных вариантов решения этой проблемы. Прецессия намагниченности в ферромагнетике, возбужденная ФМР, инжектирует спиновый ток в парамагнитный слой, что приводит к возникновению электродвижущей силы (ЭДС), поперечной спиновому току в результате действия инверсного спинового эффекта Холла (ИСХЭ) в парамагнитном слое.

Спиновый эффект Холла (СХЭ) – это эффект отклонения электронов с антипараллельными спинами к противоположным сторонам немагнитного проводника при отсутствии внешнего магнитного поля [47], [48]. Этот эффект был теоретически предсказан Дзяконовым и Перелем в 1971 году [9], [49]-[53].

Существует прямой и обратный спиновый эффект Холла. В прямом СХЭ электроны с антипараллельными спинами отклоняются к противоположным сторонам немагнитного проводника при отсутствии внешнего магнитного поля, в результате чего формируется чисто спиновый ток (рисунок 4). В инверсном (обратном) СХЭ чисто спиновый ток генерирует поперечный зарядовый ток.

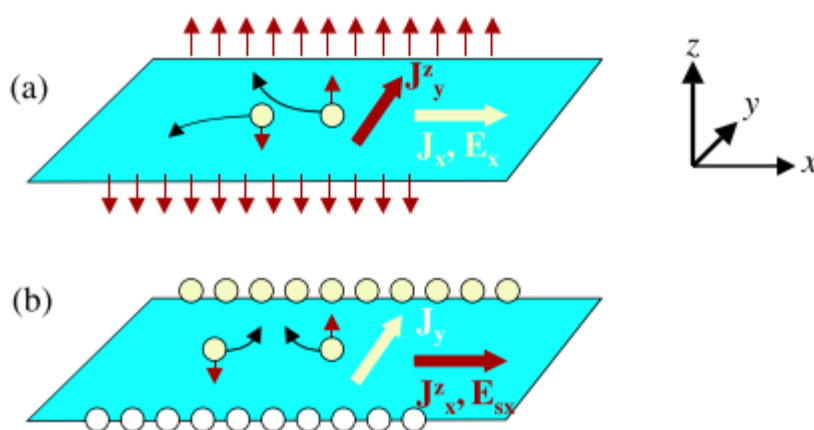


Рисунок 4. Спиновый эффект Холла: а – прямой, b – инверсный (обратный) [54]

Инверсный спиновый эффект Холла наблюдали и исследовали в металлических двухслойных системах $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Pt}, \text{Pd}, \text{Ta}$ [52], *p*- [55] и *n*-Si [56], [29] с использованием метода спиновой накачки при ФМР. ЭДС, возникающая за счет ИСХЭ наблюдалась [57] в пленке $\text{Pt}/\text{Y}_3\text{Fe}_4\text{GaO}_{12}$, в которой металлический ферромагнитный слой был заменен изолирующим слоем $\text{Y}_3\text{Fe}_4\text{GaO}_{12}$. В [58] изучался ИСХЭ в кремнии *p*-типа за счёт рассеяния спин-поляризованных дырок на решеточном спин-орбитальном потенциале (СОП).

С одной стороны, слабое собственное спин-орбитальное взаимодействие для электронов в кремнии увеличивает время жизни спиновых состояний и приводит к большим длинам спиновой диффузии, что является необходимым свойством, например, для квантовых вычислений. С другой стороны, это приводит к слабым эффектам спиновой поляризации из-за малых углов спинового эффекта Холла, что осложняет управление спиновыми токами. Однако, эффективность спин-орбитального рассеяния в кремнии может быть увеличена за счет легирования тяжелыми донорами V группы [59],[60].

1.5.1 Механизмы, приводящие к возникновению спинового эффекта Холла

Происхождение спинового эффекта Холла определяется как внешними (extrinsic), так и внутренними (intrinsic) механизмами. Проводя аналогию между СХЭ и аномальным эффектом Холла, выделяют три механизма возникновения спин-зависимых явлений: собственный механизм [61],[62], угловое (skew scattering) [63],[64] и боковое рассеяние (side-jump scattering) [65],[66] (рисунки 5).

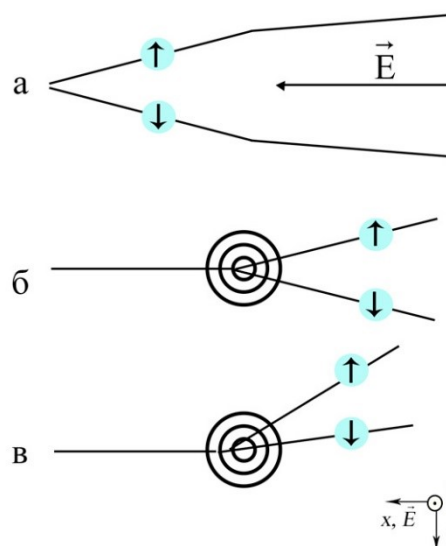


Рисунок 5. Механизмы рассеяния спина электрона: (а)- собственный механизм, (б) – механизм углового рассеяния, (в) – механизм бокового рассеяния [54]

а) Собственный механизм

Собственный механизм является простым и самым популярным в теоретических исследованиях. В рамках аномального эффекта Холла этот вклад был впервые выделен в 1954 году [67]. В электрическом поле под действием СОВ возникает поперечная компонента скорости электронов, перпендикулярная внешнему электрическому полю. Вклад этого механизма в проводимость СХЭ зависит только от зонной структуры идеального кристалла.

Собственный механизм не учитывает рассеяние на особенностях кристаллической решетки, а также не зависит от концентрации примесей, что противоречит экспериментальным данным. В частности, Смит считал [64], что собственный вклад компенсируется другими механизмами, связанными с рассеянием, и основной вклад в АХЭ и СХЭ дает угловое рассеяние на примесях. А Бергер утверждал [65], что основной вклад дает боковое рассеяние электронов на спин-орбитальном потенциале примеси.

Б) Механизм углового рассеяния

Этот механизм проявляется при рассеянии в присутствии СОВ. Вероятность рассеяния электрона в противоположные стороны по оси y относительно

направления его движения по оси x зависит от направления спина по оси z . При этом величина вклада углового рассеяния зависит от типа рассеивающего потенциала.

В) Механизм бокового рассеяния

Механизм был впервые замечен, но не был принят во внимание Смитом [63],[64], а потом был повторно обнаружен Бергером [65]. При боковом рассеянии электрон описывается волновым пакетом. Пусть k — изменение среднего импульса волнового пакета при столкновении с примесью. Очевидно, что изменение импульса происходит за короткий промежуток времени, в течение которого волновой пакет перекрывает примесь. Получаем, что $\nabla V(\mathbf{r}) = -\hbar \mathbf{k}$ очень велико. Механизм бокового рассеяния, также как и собственный, не зависит от концентрации примесей, типа и величины рассеяния, поэтому в ранних работах эти механизмы не разделялись. При изучении зон проводимости в полупроводниках [51] были получены результаты, в которых вклад бокового рассеяния имел такую же величину, но противоположный знак по сравнению с собственным вкладом. В системах со сложной зонной структурой эти вклады могут заметно отличаться [68]. В работе [69] было показано, что вклад от бокового рассеяния меньше вклада от углового в Z^2 раз, где Z — атомный/примесный ядерный заряд. Если Z больше 10, то вклад от бокового рассеяния не учитывается.

1.5.2 Генерация спиновых токов в структурах: нормальный металл/ферромагнетик

Эффекты, связанные со спиновым транспортом, также возможно наблюдать в режиме спиновой накачки, в котором используется ферромагнитный резонанс в структурах типа нормальный металл (NM) / ферромагнетик (FM). Спиновый ток инжектируется из FM в NM. При этом под спиновым током понимают чистый спиновый ток, имеющий постоянную и переменную составляющие, который не сопровождается зарядовым током, но может быть обнаружен электрически, так как он преобразуется в зарядовый ток за счет обратного СХЭ [13], [70], [71].

Теоретически было показано, что магнитная прецессия внутри ферромагнетика может передавать вращательный момент спина через границу раздела с немагнитным (нормальным) металлом, приводя к возникновению чисто спинового тока (рисунок 6). Измеряя напряжение, можно обнаружить инверсный СХЭ, индуцированный спиновой накачкой.

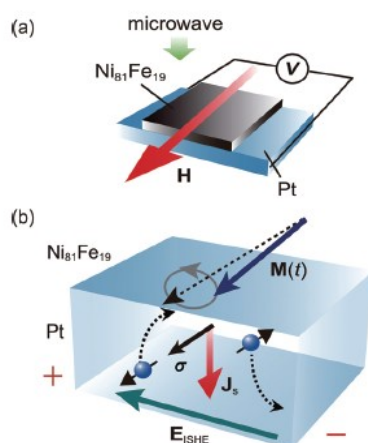


Рисунок 6. Наблюдение инверсного СХЭ в металлическом образце с использованием спиновой накачки. (а) – схематическое изображение образца, (б) – схематическое изображение спиновой накачки и инверсного СХЭ. $M(t)$ – намагниченность в слое NiFe, σ – вектор спиновой поляризации, J_s – направление спинового тока, E_{ISHE} – электродвижущая сила, вызванная инверсным СХЭ [13]

Используя спиновую накачку, можно обойти проблему рассогласования проводимостей, присущую структурам металл/полупроводник, в случае спиновой инжекции, что было показано на примере GaAs [52], Si [72], Ge [73] и органических полупроводников [74].

Проявление спинового эффекта Холла в немагнитных структурах, в частности Si, позволило бы использовать их в качестве спиновых инжекторов взамен туннельных магнитных контактов. Кремний, обладающий большими временами спиновой релаксации и длинами спиновой диффузии, является идеальным кандидатом для применения в приборах спинтроники. А проблема слабого спин-орбитального взаимодействия в нем решается путем легирования

тяжелыми донорами, например, висмутом или сурьмой. Тем не менее, в работах, посвященных полупроводникам, легированными тяжелыми донорами, рассматриваются только структуры с концентрацией примеси более 10^{19} см^{-3} , в которых из-за огромных скоростей релаксации степени спиновой поляризации будут ничтожно малы. В диссертации эта проблема решается легированием кремния одновременно двумя донорами: с сильной и слабой спин-орбитальной связью. Легирование легким донором (Li или P) с большой концентрацией позволяет создавать необходимую концентрацию свободных носителей, в то время как небольшая концентрация тяжелых доноров Bi служит центрами рассеяния.

Для описания инжекции спинов из тонкого слоя ферромагнитного материала в кремний *n*-типа методом спиновой накачки можно использовать предложенную теоретическую модель в [61], [70], [75] для структуры ферромагнетик-нормальный металл (F-N). Как известно, интерфейс F-N приводит к динамической связи между ферромагнитной намагниченностью и спинами электронов зоны проводимости в нормальном металле [76], [77]. Когда направление намагничивания прецессирует под действием внешнего приложенного магнитного поля, спиновый ток I_s течет из ферромагнетика [70] и записывается как:

$$I_s^{pump} = \frac{\hbar}{4\pi} g_r^{\uparrow\downarrow} \left[\vec{m}(t) \times \frac{d\vec{m}(t)}{dt} \right] \quad (4)$$

Здесь $\vec{m}(t)$ – единичный вектор, зависящий от времени и направления намагниченности ферромагнетика, который в момент времени t вращается вокруг вектора магнитного поля $H_{eff}[m(t) \perp H_{eff}]$ и $g_r^{\uparrow\downarrow}$ – действительная часть проводимости, которая будет определена ниже. Из закона сохранения энергии $\Delta E_F = -\Delta E_N$ и углового момента $\Delta L_F = -\Delta L_N$, согласно которому количество спинов, перекаченных из ферромагнетика в нормальный металл (N_s), передает энергию $\Delta E_N = N_s \mu_s / 2$ и угловой момент $\Delta L_N = N_s \hbar / 2$. Здесь μ_s – это химический потенциал, $\Delta E_F = g \Delta L_F H_{eff}$ – магнитная энергия, g – гиромагнитное отношение ферромагнитного материала. Согласно выражению (4), происходит затухание прецессии намагниченности в ферромагнетике, но приложенное магнитное поле приводит к выравниванию намагниченности.

С микроскопической точки зрения спины $\mathbf{s}$ электронов проводимости в нормальном проводнике связаны с локализованными спинами $\mathbf{S}$ $3d$ -магнитных электронов в ферромагнетике обменным s - d -взаимодействием в окрестности F-N интерфейса $2J_{sd}\mathbf{s} \cdot \mathbf{S}$. В случае экспериментов по ферромагнитному резонансу (ФМР) и спиновой накачке можно использовать спектрометр Bruker_EMX-plus-10/12, к структурам Py/n-Si:Bi прикладывают внешнее магнитное поле H и микроволновое поле h , тем самым возбуждают прецессию намагниченности $\mathbf{M}$, происходит поглощение микроволнового излучения (рисунок 7). Затухание прецессии намагниченности пропорционально $\mathbf{M} \times d\mathbf{M}/dt$ приводит к спиновому току. Среднее по времени значение $\mathbf{M} \times d\mathbf{M}/dt$ описывает постоянный спиновый ток J_s .

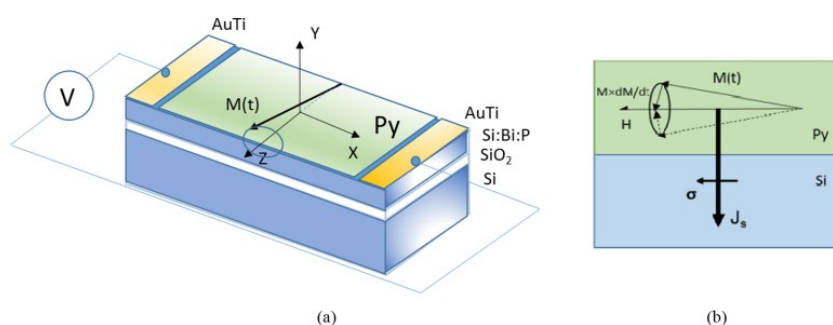


Рисунок. 7. (а) Схематическое изображение структуры Py/n-Si:Bi для исследования ИСХЭ [29]. Прецессия направления намагничивания $M(t)$. Ферромагнитный слой Py накачивает спины в соседний слой Si:Bi:P, индуцируя спиновый ток. (б) Схематическая иллюстрация инжекции чисто спинового тока J_s путем спиновой накачки (H – магнитное поле, σ – вектор спиновой поляризации)

Устойчивая прецессия намагниченности поддерживается за счет уравнивания поглощения и излучения намагниченности. Это излучение пропорционально $\mathbf{M}(t) \times d\mathbf{M}(t)/dt$ в уравнении Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ) [43]:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M}(t) \times H_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M}(t) \times \frac{d\mathbf{M}(t)}{dt} \quad (5)$$

где γ , α и M_s — гиромагнитное отношение, Константа затухания Гильберта и намагниченность насыщения.

Когда полупроводниковый слой соединен с ферромагнитной пленкой Ру (рисунок 7(б)), спиновая поляризация распространяется в полупроводник, что приводит к образованию чистого спинового тока с пространственным направлением j_s вдоль оси y и направлению спиновой поляризации $\sigma \parallel \mathbf{H}$.

Согласно [9],[12],[13] (см. выражения (4) и (5)) направление прецессии намагниченности $\mathbf{M}$ вызвано крутящим моментом $\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}$ и постоянный ток, генерируемый спиновым током на границе Ру/ n -Si:Bi ($y = 0$), выражается как:

$$j_s^0 = \frac{w}{2\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{w}} \frac{\hbar}{4\pi} g_r^{\uparrow\downarrow} \frac{1}{M_s^2} \left[\mathbf{M}(t) \times \frac{d\mathbf{M}(t)}{dt} \right]_z dt =$$

$$= \frac{g_r^{\uparrow\downarrow} \gamma^2 \hbar^2 \left[4\pi M_s \gamma + \sqrt{(4\pi M_s)^2 \gamma^2 + 4\omega^2} \right]}{8\pi \alpha^2 [(4\pi M_s)^2 \gamma^2 + 4\omega^2]} \quad (6)$$

где действительная часть проводимости $g_r^{\uparrow\downarrow}$ представлена в [13] как:

$$g_r^{\uparrow\downarrow} = \frac{2\sqrt{3}\pi M_s \gamma d_F}{g \mu_B \omega} \left(\Delta H_{pp}^{F/N} - \Delta H_{pp}^F \right) \quad (7)$$

Здесь d_F — толщина пленки Ру; ω и γ — угловая частота прецессии намагниченности и гиромагнитное соотношение соответственно; $H_{pp}^{F/N}$ и H_{pp}^F — ширина линии ФМР Ру/Si:Bi:P и пленки Ру соответственно, которые пропорциональны постоянной затухания Гильберта α :

$$\Delta H_{pp} = (2\omega/\sqrt{3}\gamma)\alpha \quad (8)$$

В структуре Ру/ n -Si:Bi спиновый ток, инжектируемый в слой Si, распадается вдоль направления y (рисунок 7) за счет спинового рассеяния. Согласно [60] это можно выразить как:

$$j_s(y) = \frac{\sinh[(d_N - y)/\lambda_N]}{\sinh(d_N/\lambda_N)} j_s^0 \quad (9)$$

Здесь d_N — толщина, λ_N ($d_N > \lambda_N$) — длина спин-диффузии в однородно легированном слое n -Si:Bi:P.

1.5.3 Преобразование спинового тока в зарядовый ток с помощью инверсного спинового эффекта Холла

Рассеяние поляризованных спинов на спин-орбитальном потенциале атомов Bi в слое n-Si вызывает инверсный спиновый эффект Холла, преобразующий спиновый ток в ток заряда [16]:

$$\mathbf{j}_c = \frac{e\theta_{SH}}{\hbar} [\mathbf{J}_s \times \boldsymbol{\sigma}] \quad (10)$$

Здесь $\boldsymbol{\sigma}$ – вектор поляризации спинового тока $\mathbf{J}_s$ (рисунок 8), θ_{SH} — угол спинового эффекта Холла.

Используя уравнения (9) и (10), можно получить усредненную плотность тока:

$$\langle j_c \rangle = \frac{1}{d_N} \int_0^{d_N} j_c(y) dy \quad (11)$$

$$\langle j_c \rangle = \theta_{SHE} \left(\frac{2e}{\hbar} \right) \frac{\lambda_N}{d_N} \tanh \left(\frac{\lambda_N}{2d_N} \right) j_s^0 \quad (12)$$

а для постоянного напряжения ИСХЭ можно записать [70]:

$$v_{ISHE} = \frac{\omega e \theta_{SH} \lambda_N \tanh(d_N/2\lambda_N)}{d_N \sigma_N + d_F \sigma_F} \left(\frac{2e}{\hbar} \right) j_s^0 \quad (13)$$

Здесь ω — ширина слоя Ру, d_N и λ_N — толщина и спин-диффузионная длина немагнитного слоя, а σ_F и σ_N — электропроводность Ру и n-Si:Bi слоев, соответственно.

Во всех наших экспериментах статическое магнитное поле располагалось в плоскости структуры и микроволновое магнитное поле ортогонально этой плоскости, как показано на рисунках 8, 9.

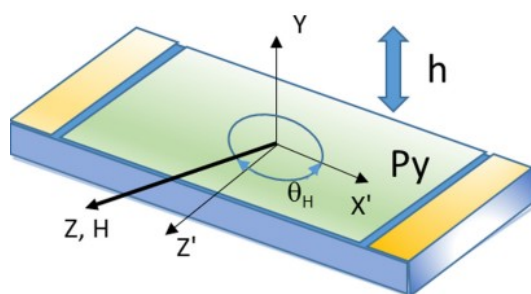


Рисунок 8. Конфигурации магнитных полей, относящихся к плоскости слоя Py/n-Si:Bi. Магнитное поле H вращается в плоскости структуры, а микроволновое магнитное поле h ортогонально этой плоскости [29]

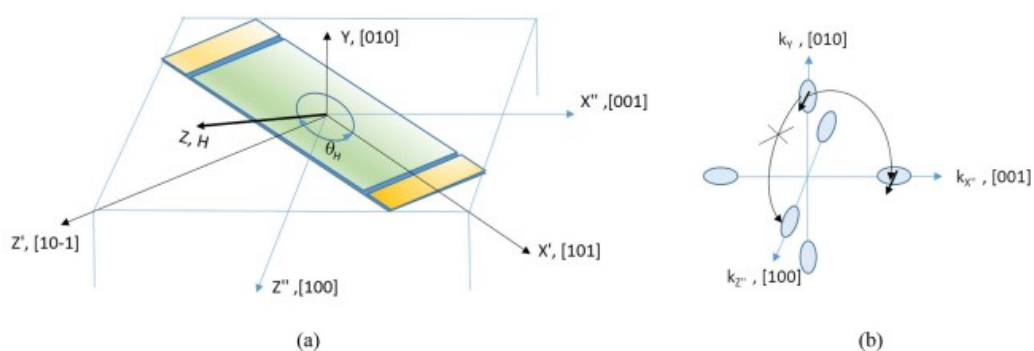


Рисунок 9. (a) Структура Py/n-Si:Bi, ориентированная по оси кристалла [101]. (b) Разрешены (долина $Y \rightarrow X$) и не разрешены переходы для спинового рассеяния ($Y \rightarrow Z$ долина) [29]

Здесь оси x' и z' декартовой системы координат (x', y, z') направлены по длине и ширине образца, а ось y — нормаль к поверхности образца. Система координат (x, y, z) выбирается так, чтобы ось z была параллельно приложенному магнитному полю H .

Обнаружение ИСХЭ осуществлялось путем измерения появления сигнала постоянного напряжения между контактами Au/Ti (см. рисунок 7). Для таких конфигураций магнитных полей и намагниченности можно не учитывать вклад аномального эффекта Холла [78], но помимо ИСХЭ необходимо учитывать поперечную часть анизотропного магнитосопротивления (АМС) в пермаллое, известном как планарный эффект Холла (ПЭХ) [78] для плоскостной конфигурации

статического магнитного поля. В данном случае микроволновый ток, связанный с микроволновым сопротивлением, может создавать постоянную электродвижущую силу и напряжение:

$$\mathbf{E}_{PHE} = \frac{\Delta\rho}{M^2} (\mathbf{J} \cdot \mathbf{M}) \mathbf{M} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} V_{PHE}(\theta) &= \langle \text{Re}\{I(t)\} \cdot \text{Re}\{H(t)\} \rangle_{2\pi/\omega} = \frac{1}{2} I_0 h_0 \nabla R(H_0) \cos \Phi = \\ &= \Delta R_{AMR} I_0 h_0 \sin 2\theta \cos \Phi \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь Φ – фазовый сдвиг, связанный с потерями в системе, а сопротивление раскладывается в ряд Тейлора вокруг постоянного поля H_0 до первого порядка в микроволновом поле $h(t)$, $R(H(t)) = R(H_0) + h(t) \nabla R(H_0)$ [34].

Угловые зависимости АМР суммированы в [78] для каждой конфигурации измерения. Для нашего случая можно увидеть, что $V_{AMR} \propto \sin 2\theta$. Как предложено в [78], единственный способ различать сигналы ИСХЭ и АМР – исследовать угловые зависимости сигнала постоянного напряжения от направления магнитного поля.

Кремний — многодолинный полупроводник. После рассеяния электрон проводимости переходит в долину другой оси кристалла в k -пространстве. Поскольку долины имеют магнитную анизотропию ($g = g_{\perp}$), рассеяние спинов за счет спин-орбитального потенциала, индуцированного мелким донором в материале n -типа, может зависеть от ориентации осей относительно направления магнитного поля. Если рассматривать переходы между разными долинами с учетом сохранения спина ($M_S = \text{const}$) при рассеянии (рисунок 9), то не все переходы разрешены из-за анизотропии долин ($g = g_{\perp}$). Это можно понять, рассмотрев спин-орбитальное взаимодействие, которое можно записать как:

$$\hat{H}_{so} = \lambda(\hat{L}_z \hat{S}_z + \hat{L}_x \hat{S}_x + \hat{L}_y \hat{S}_y) = \lambda \left[\hat{L}_z \hat{S}_z + \frac{1}{2} (\hat{L}_+ \hat{S}_- + \hat{L}_- \hat{S}_+) \right] \quad (16)$$

Рассмотрим теперь матричные элементы переходов между различными состояниями зоны (долины), состоящие из шести основных состояний (A_1 , E и T_2). Ненулевые матричные элементы орбитального момента между этими состояниями равны:

$$\langle T_y | \hat{L}_x | T_z \rangle = \langle T_z | \hat{L}_y | T_x \rangle = \langle T_x | \hat{L}_z | T_y \rangle = -i \quad (17)$$

Соответственно, для СХЭ эффективное спин-орбитальное взаимодействие включает только $\langle T_x | \hat{L}_z | T_y \rangle$ компоненты, потому что для других операторы спина $\hat{S}_x$, $\hat{S}_y$ отвечают за процессы переворота спина и не описывают рассеяние. Как показано на рисунке 9, главные оси долин Z и X направлены под углом 45° относительно $Z \parallel [10-1]$ оси в (010) плоскости слоя. В этом случае переходы, участвующие в СХЭ возникает только тогда, когда намагниченность ортогональна главным осям долин Y и X'' ($H \parallel Z$) и сигнал ИСХЭ равен нулю, когда $H \parallel Z'$. Следовательно, переходы между различными состояниями долины добавляют дополнительную угловую зависимость $\sin 2\theta$ к общей зависимости $\sin \theta$, так что для постоянного напряжения ИСХЭ можно написать, что зависимость $V_{ИСХЭ} \propto \sin \theta \sin 2\theta$.

1.5.4 Инверсный спиновый эффект Холла в n-Si, легированном висмутом

Висмут в кремнии может привести к резкому увеличению скорости спиновой релаксации, что может подавить ИСХЭ. Для этого в эксперименте по спиновой накачке [29] использовали довольно низкую концентрацию висмута (10^{16} см^{-3} или ниже). Чтобы усилить эффект спиновой накачки и спиновый ток, образец легировали Р ($>10^{19} \text{ см}^{-3}$).

На рисунке 10(а) показана угловая зависимость сигнала постоянного напряжения при вращения магнитного поля в плоскости образца. Как можно видеть, сигнал имеет максимум, когда угол между магнитным полем и осью Z составляет $\theta = 45^\circ$, и никакого сигнала не было обнаружено, когда направление H было параллельно оси Z . Для наблюдения ИСХЭ это было необычно, потому что для слоев Py/Pt и Py/p-типа Si сигнал постоянного напряжения ИСХЭ имеет максимум в направлении магнитного поля $H \parallel Z$ ($\theta=90^\circ$) и описывается зависимостью $\sin \theta$ для вращения статического магнитного поля в плоскости. С другой стороны, эта зависимость не полностью совпадает с угловой зависимостью для напряжения планарного эффекта Холла (ПЭХ), пропорциональной $\sin 2\theta$.

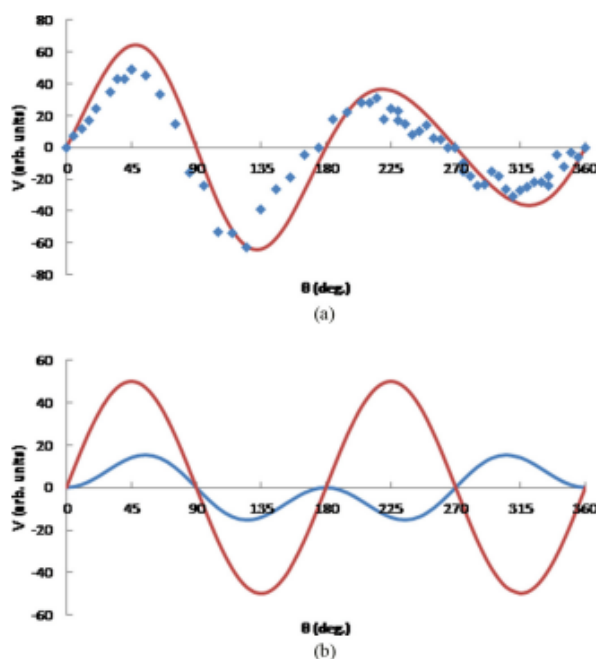


Рисунок 10. Угловые зависимости постоянного напряжения, содержащие вклады ПЭХ и ИСХЭ для структуры $\text{Pb}/n\text{-Si:Bi}$, которая выровнена по оси $[101]$.

(а) Экспериментальные данные (точки) и моделирование (сплошная линия) учитывают оба вклада ($V = V_{ISHE} + V_{PHE}$), (б) теоретическое приближение ИСХЭ (синяя линия) и ПЭХ (красная линия) ($V_{ISHE} = a \sin \theta \sin 2\theta$ и $V_{PHE} = b \sin 2\theta$, $a/b = 0,4$) [29]

Наблюдаемые угловые зависимости сигнала постоянного напряжения содержат как вклады ПЭХ, так и ИСХЭ: $V = V_{ISHE} + V_{PHE} = a \sin \theta \sin 2\theta + b \sin 2\theta$. Угловые зависимости сигнала постоянного напряжения, содержащие вклады ПЭХ и ИСХЭ для структуры $\text{Pb}/n\text{-Si:Bi}$, которая выровнена по оси кристалла $[101]$, показаны на рисунках 10(а) и 10(б).

Для оценки вклада долины в СХЭ в кремнии n -типа была изучена структура, выровненная по оси кристалла $[001]$ (рисунок 11). Угловые зависимости постоянного напряжения, содержащее вклады АМР и ИСХЭ для структур $\text{Pb}/n\text{-Si:Bi}$, показаны на рисунке 12. В этом случае сигнал постоянного напряжения ИСХЭ пропорционален $\sin \theta \cos 2\theta$, что приводит к тому, что сигнал ИСХЭ можно наблюдать при $\theta = 90$ и 270° , в дополнение к постоянному напряжению АМР под углами, соответствующими зависимости $\sin 2\theta$. Это объясняется участием долины

в рассеянии СХЭ, когда намагниченность ортогональна главным осям долин Y и X (рисунок 11). В этом случае дополнительный множитель $\cos 2\theta$ добавляется к зависимости $\sin \theta$.

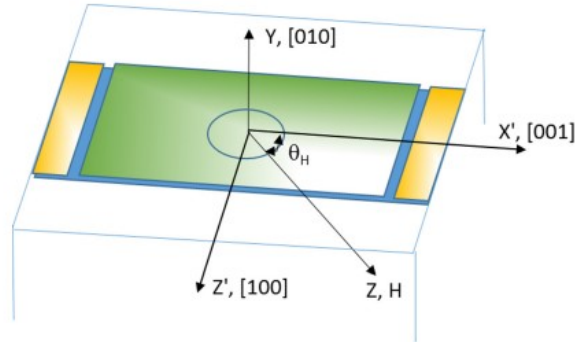


Рисунок 11. Структура $Ru/n-Si:Bi$, выровненная по оси кристалла $[001]$ [29]

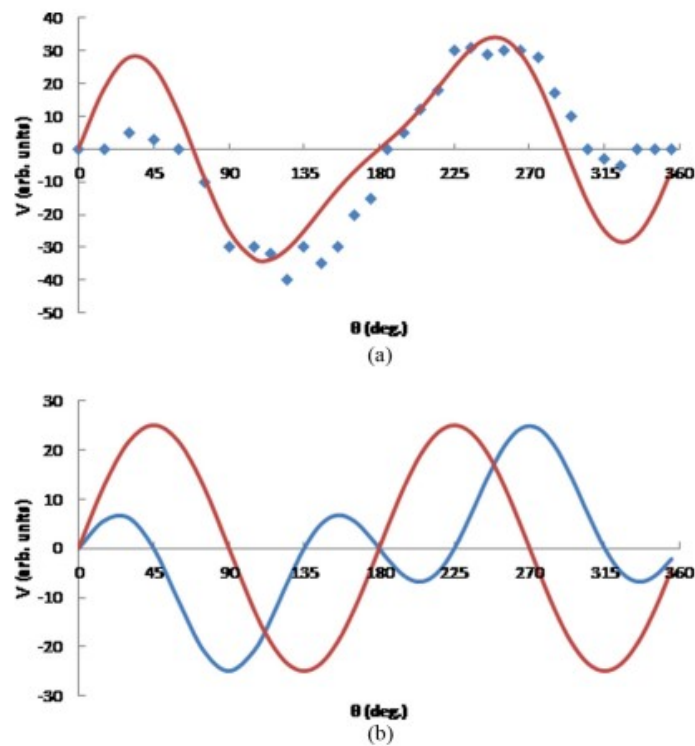


Рисунок 12. Угловые зависимости постоянного напряжения, содержащие вклады АМР и ИСХЭ для структуры $Ru/n-Si:Bi$, выровненная по оси кристалла $[001]$. (а) Экспериментальные данные (точки) и моделирование (сплошная линия) учитывают оба вклада ($V = V_{ISHE} + V_{AMR}$), (б) теоретическое приближение ИСХЭ (синяя линия) и ПЭХ (красная линия) ($V_{ISHE} = a \sin \theta \cos 2\theta$ и $V_{AMR} = b \sin 2\theta$, $a/b = 1$) [29]

Используя экспериментальные параметры и полученные результаты, удалось оценить угол θ_{SHE} спинового эффекта Холла. Принимая $\sigma_f = 1,49 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$, $\sigma_n = 5,0 \times 10^4 \text{ м}^{-1}$ и $V_{ISHE} = 200 \text{ нВ}$ [это значение соответствовало максимуму на зависимости для ИСХЭ на рисунок 10(б)] для мощности СВЧ 200 мВт, $4\pi M_s = 0,99708 \text{ Тл}$, $W_{Py/Si:Bi} - W_{Py} = 0,6 \text{ мТл}$, $\alpha = 0,00893$, $g_{\uparrow\downarrow} = 4,450 \times 10^{17} \text{ м}^{-2}$ и $j_s = 6,2 \times 10^{-11} \text{ Дж/м}^2$, мы определили этот угол равным $\theta_{SHE} \approx 0,0001$. Это значение совпадает с расчетами, сделанными в [8], и имеет тот же порядок, что был найден в кремнии p -типа [7] и в арсениде галлия [8].

Поскольку длина спиновой диффузии для Si n -типа намного больше, чем для кремния p -типа, по-прежнему, представляет большой интерес получение слоев Si:Bi:P большей толщины для получения более сильного сигнала постоянного напряжения ИСХЭ. Тем не менее, в процессе легирования кремния Bi методом ионной имплантации возникает проблема получения равномерно легированных слоев толщиной более половины микрона.

Значение вклада АМР в постоянное напряжение составляет $R/R(0) \sim 0,4\%$ для слоя пермаллоя [78]. Используя параметры нашей структуры и микроволнового резонатора, мы могли оценить, что постоянное напряжение на краях слоя Py может быть порядка 20 нВ и немного меньшее значение между контактами Au/Ti (здесь не учитываются потери мощности в микроволновом резонаторе). Это значение почти на порядок меньше, чем измерено в эксперименте [29]. Разницу можно оценить на основе вклада спин-орбитального взаимодействия в значение R [79]. В случае динамического намагничивания в двухслойных системах, таких как Py/ n -Si:Bi, следует учитывать оба слоя.

Для того, чтобы провести измерения АМР без вмешательства ИСХЭ в постоянное напряжение, структура Py/ n -Si была получена без дополнительного легирования висмутом. Легирование фосфором слоя кремния проводилось путем ионной имплантации и отжига при тех же условиях, что и для структур с висмутом.

Угловые зависимости постоянного напряжения, содержащие вклады АМР для структуры Py/ n -Si, показаны на рисунке 13. Как можно видеть, наблюдается только сигнал постоянного напряжения АМР с угловой зависимостью,

пропорциональной $\sin 2\theta$. Опять же, величина АМР намного выше, чем была оценена из параметров пленки Ру, но меньше, чем наблюдаемая в структурах, легированных Вi. Для Si, легированного фосфором, спиновое рассеяние из-за спин-орбитального потенциала, индуцированного фосфором, намного меньше, чем для кремния, легированного висмутом. Однако, из-за концентрации фосфора на три-четыре порядка выше по сравнению с висмутом, это приводит к высокой скорости спиновой релаксации, которая может вносить вклад в коэффициенты затухания в уравнении ЛЛГ для ФМР. В этом случае можно предположить, что вклад спин-орбитального взаимодействия может исходить от слоя n -Si и интерфейсного слоя между слоями Ру и n -Si. Это согласуется с поведением ширины линии ФМР для различных структур, таких как Ру/ n -Si:Bi, Ру/ n -Si:P и Ру на высокоомном Si (рисунок 14).

Видно, что ширины линий ФМР для Ру/ n -Si:Bi и Ру/ n -Si:P почти одинаковы, и они значительно выше, чем для Ру, нанесенного на высокоомный Si. Такое поведение ширин линий ФМР и АМР для двухслойных систем Ру/ n -Si не рассматривалось в литературе ранее и требует дополнительных экспериментальных исследований и теоретического анализа.

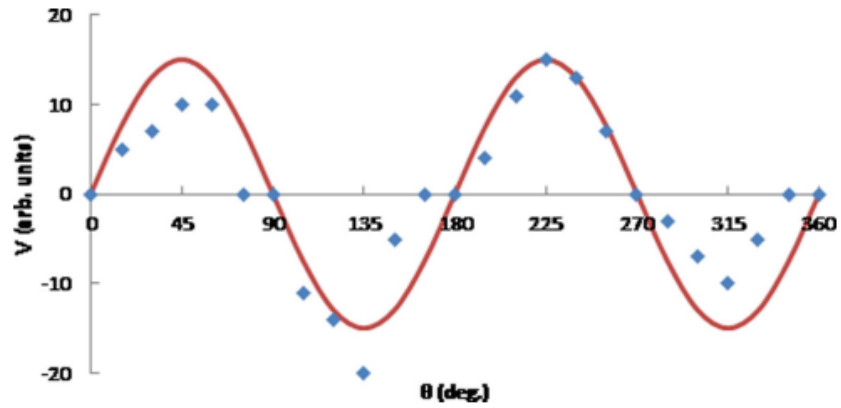


Рисунок 13. Угловые зависимости постоянного напряжения, содержащие вклады АМР для структуры $\text{Py}/n\text{-Si}$, легированной только фосфором ($N_P > 10^{19} \text{ см}^{-3}$): экспериментальные данные (точки) и моделирование (сплошная линия) с учетом вклада АМР ($V_{PHE} \propto \sin 2\theta$). Структура ориентирована по оси кристалла $[001]$ [29]

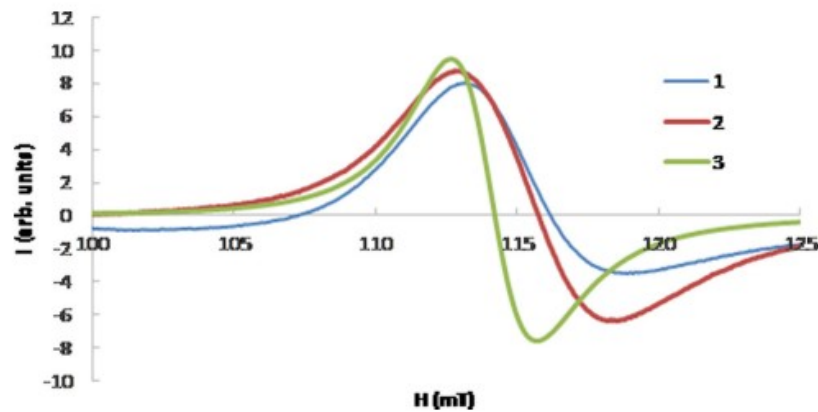


Рисунок 14. Спектры ФМР Py для различных структур: (1) $\text{Py}/n\text{-Si:Bi}$, (2) $\text{Py}/n\text{-Si:P}$ и (3) Py на Si с высоким удельным сопротивлением ($5000 \text{ Ом}\cdot\text{см}$) [29]

Глава 2. Экспериментальные образцы и методы их исследования

В настоящей главе дается описание исследуемых образцов и методов их получения, приведена методика расчета скоростей спиновой релаксации методом непрерывного насыщения ЭПР линии и импульсным методом, а также представлена техника эксперимента.

2.1 Техника ЭПР-спектроскопии

Метод ЭПР является мощным инструментом исследования в области физики и позволяет получать информацию недоступную другими методами. Например, методом ЭПР можно получить информацию об электронной структуре примеси или дефекта, ориентации парамагнитного центра относительно кристаллографических осей, симметрии ближайшего окружения иона, механизмах спин-спиновой и спин-решеточной релаксаций и т.д. Он основан на резонансном поглощении высокочастотных электромагнитных волн парамагнитными центрами во внешнем магнитном поле.

Спектры ЭПР измерялись на спектрометрах Bruker-EMXplus-10/12 X-диапазона (частота 9,6 ГГц) и Bruker-Elexsys 580/680 X- и W-диапазонов (9,6 и 94 ГГц, соответственно). Принцип действия спектрометров основан на резонансном поглощении электромагнитного излучения парамагнитным веществом, находящемся во внешнем магнитном поле [80]. Спектр ЭПР записывается благодаря изменению магнитного поля, создаваемого электромагнитом, при неизменной частоте микроволнового излучения. Резонансное поглощение наблюдается только при выполнении условия:

$$h\nu = g\mu_B H \quad (18)$$

где h - постоянная планка, ν – частота электромагнитного излучения, H – напряженность магнитного поля.

Резонатор с помещенным в него образцом устанавливается в зазор электромагнита (рисунок 15). Коэффициент отражения резонатора выбирается близким к нулю, что соответствует минимальной мощности СВЧ, отраженной от

резонатора. Электромагнитное излучение из генератора СВЧ попадает в рабочий объем резонатора, а отраженная мощность поступает на детектор. В момент резонанса увеличивается коэффициент отражения и, следовательно, изменяется сигнал на детекторе. Сигнал на выходе детектора усиливается и модулируется. Результат измерений представляет собой первую производную линии поглощения, по положению, форме линии которой возможно идентифицировать парамагнитные центры и их концентрации в образце, определить скорости и механизмы спиновой релаксации, симметрию центров и окружения и т.д.

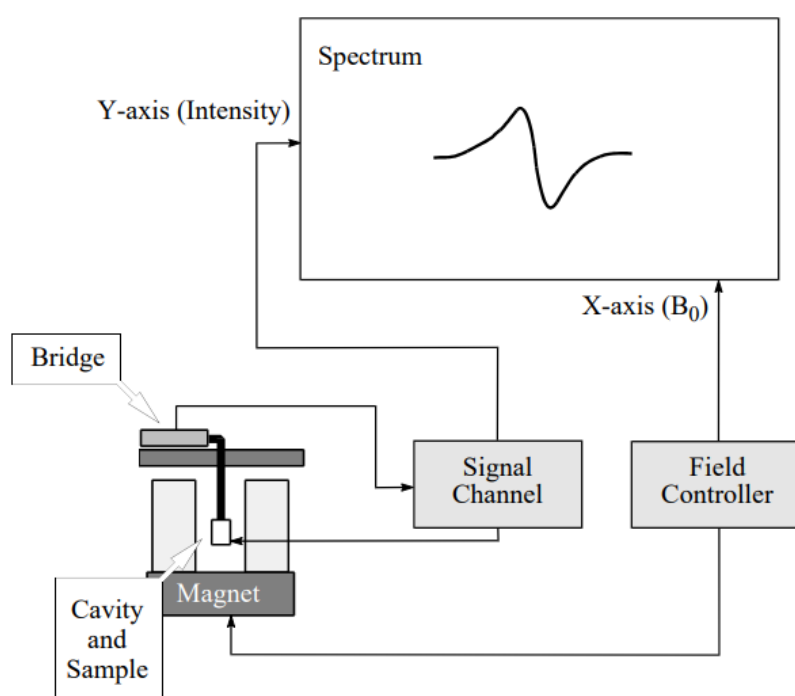


Рисунок 15. Упрощенный вид ЭПР спектрометра

2.2 Определение времен релаксации

На сегодняшний день известно несколько методов определения времен релаксации доноров: метод непрерывного насыщения ЭПР линии и импульсный метод.

2.2.1 Метод непрерывного насыщения

В настоящей работе скорости спиновой релаксации при низких температурах определялись с помощью метода непрерывного насыщения. Для этого записывалась серия ЭПР спектров при разных мощностях, начиная от величины, при которой насыщением можно пренебречь, и, заканчивая хорошо выраженным насыщением. Затем определялась ширина линий поглощения.

Рассматривая магнитный резонанс в веществе, нужно ввести магнитный момент всей системы или намагниченность M . Тогда можно записать [41]:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{H} \quad (19)$$

где $\vec{H}$ – магнитное поле, γ – гиромагнитное соотношение.

Решения этого уравнения запишутся в виде:

$$\begin{aligned} M_x &= M \sin \alpha \cos \omega_0 t \\ M_y &= M \sin \alpha \sin \omega_0 t \\ M_z &= M \cos \alpha \end{aligned} \quad (20)$$

Если ввести компоненты $M_+ = M_x + iM_y$ и $M_- = M_x - iM_y$, то вместе эти решения примут вид:

$$\begin{aligned} M_+ &= M \sin \alpha \exp(i\omega_0 t) \\ M_- &= M \sin \alpha \exp(-i\omega_0 t) \\ M_z &= M \cos \alpha \end{aligned} \quad (21)$$

Магнитное поле H имеет компоненты H_0 (вдоль оси z) и $H_x = H_1 \cos \omega t$ и $H_y = H_1 \sin \omega t$ (в плоскости «ху»). Решения можно рассматривать как соответствующие вынужденной прецессии с угловой скоростью ω приложенного осциллирующего поля H_1 . Это становится очевидным, если уравнение движения (19) записать в компонентах:

$$\begin{aligned} \dot{M}_+ + i\gamma H_0 M_+ &= -i\gamma M_z H_1 \exp(i\omega t) \\ \dot{M}_- - i\gamma H_0 M_- &= -i\gamma M_z H_1 \exp(-i\omega t) \\ \dot{M}_z &= \frac{1}{2} i\gamma \{M_+ \exp(-i\omega t) - M_- \exp(i\omega t)\} H_1 \end{aligned} \quad (22)$$

Левые части уравнений описывают свободную прецессию, а правые части – вынужденную. Очевидно, что такая система имеет резонанс. Прохождение через резонанс можно осуществлять либо изменением частоты, либо внешнего поля H_0 . Изменение поля не должно происходить слишком быстро – спиновая система должна успевать за изменением поля, или, иными словами, изменение поля не должно вызвать переходы между различными квантовыми состояниями системы. Это условие называется адиабатическим. С другой стороны, мы пренебрегли процессами релаксации, которые при очень медленном прохождении не позволили бы намагниченности M отклониться от H_0 . Теперь запишем уравнения (22) для намагниченности с учетом релаксации:

$$\begin{aligned}\dot{M}_+ + i\gamma H_0 M_+ + \frac{M_+}{\tau_2} &= i\gamma M_z H_1 \exp(i\omega t) \\ \dot{M}_- - i\gamma H_0 M_- + \frac{M_-}{\tau_2} &= -i\gamma M_z H_1 \exp(-i\omega t) \\ \dot{M}_z + \frac{M_z}{\tau_1} &= \frac{1}{2} i\gamma \{M_+ \exp(-i\omega t) - M_- \exp(i\omega t)\} H_1 + \frac{M_0}{\tau_1}\end{aligned}\quad (23)$$

Эта система уравнений известна как система уравнений Блоха [81]. Ее решение легко найти теперь уже при условии очень медленного прохождения через резонанс, когда процессами релаксации пренебречь нельзя, и намагниченность M_z не зависит от времени ($\dot{M}_z = 0$). В результате простого интегрирования уравнений (23) получим:

$$M_{\pm} = \frac{\gamma H_1 M_z}{\gamma H_0 + \omega \mp i/\tau_2} \exp(\pm i\omega t) \quad (24)$$

Подстановка этих решений в (18) дает:

$$\begin{aligned}M_z &= \frac{1 + (\omega - \omega_0)^2 \tau_2^2}{1 + (\omega - \omega_0)^2 \tau_2^2 + \gamma^2 H_1^2 \tau_1 \tau_2} M_0 \\ M_{\pm} &= \frac{\{(\omega - \omega_0) \tau_2 \pm i\} \gamma H_1 \tau_2 \exp(\pm i\omega t)}{1 + (\omega - \omega_0)^2 \tau_2^2 + \gamma^2 H_1^2 \tau_1 \tau_2} M_0 \\ \operatorname{tg} \alpha &= \frac{\gamma H_1 \tau_2}{\{1 + (\omega - \omega_0)^2 \tau_2^2\}^{1/2}}\end{aligned}\quad (25)$$

Если считать, что уравнения Блоха справедливы, то линия магнитного резонансного поглощения Y и ее производная Y' имеют лоренцову форму.

Нормированная линия имеет вид:

$$Y = \frac{y_m^0}{1 + \left(\frac{H-H_0}{1/2\Delta H_{1/2}} \right)^2} \quad (26)$$

$$Y' = \frac{(4/3)^2 (H-H_0) y_m^{0'}}{1/2\Delta H_{pp} \left[1 + 1/3 \left(\frac{H-H_0}{1/2\Delta H_{pp}} \right)^2 \right]^2} \quad (27)$$

Где y_m^0 и $y_m^{0'}$ – максимальные амплитуды в отсутствие насыщения ($\frac{1}{4}H_1^2\gamma^2T_1T_2 \ll 1$).

Если выразить эти величины через времена спин-решеточной и спин-спиновой релаксации T_1 и T_2 , учесть влияние амплитуды H_1 СВЧ-поля и ввести фактор насыщения s :

$$s = \frac{1}{1 + 1/4 H_1^2 \gamma^2 T_1 T_2} \quad (28)$$

Можно записать Y и Y' :

$$Y = \frac{s H_1 y_m^0}{1 + s (H-H_0)^2 \gamma^2 T_2^2} \quad (29)$$

$$Y' = \frac{16 (H-H_0) \gamma T_2 s^2 H_1 y_m^0}{3/2 (1 + s (H-H_0)^2 \gamma^2 T_2^2)^2} \quad (30)$$

Степень насыщения определяется фактором насыщения, чья обратная величина может быть представлена в виде:

$$\frac{1}{s} = \left(\frac{\Delta H_{pp}}{\lim_{H_1 \rightarrow 0} \Delta H_{pp}} \right)^2 \quad (31)$$

где ΔH_{pp} – ширина первой производной линии поглощения «от пика до пика», H_1 – магнитное СВЧ поле.

Время спин-спиновой релаксации T_2 определяется в отсутствие насыщения следующим образом [36]:

$$T_2 = \frac{1.3131 \cdot 10^{-7}}{g \Delta H_{pp}^0} \quad (32)$$

где g – g-фактор, ΔH_{pp}^0 – ширина первой производной линии поглощения «от пика до пика» в отсутствии насыщения $s \approx 1$.

Скорость спин-решеточной релаксации может быть вычислена как [82]:

$$T_1 = \frac{3.9392 \cdot 10^{-7} \Delta H_{pp}^0}{g} \left(\frac{1/s - 1}{H_1^2} \right) \quad (33)$$

2.2.2. Импульсный метод

Импульсные ЭПР-эксперименты проводились на ЭПР-спектрометре Bruker-Elexsys E580 в X-диапазоне (9,68 ГГц) в Казанском федеральном университете (г. Казань). Спектры ЭПР с детектированием электронного спинового эха (ЭСЭ) и времена релаксации T_2 были получены с использованием стандартной последовательности импульсов эха Хана $\pi/2 - \tau - \pi - \text{ЭСЭ}$, а времена релаксации T_1 были получены с использованием эксперимента по восстановлению инверсии намагниченности (последовательность $\pi - t - \pi/2 - \tau - \pi - \text{ЭСЭ}$).

Спин-решеточная релаксация связана с передачей энергии от магнитной подсистемы в решетку, с возвращением продольной намагниченности к своему равновесному значению. Поэтому для измерения процессов спин-решеточной релаксации обычно поворачивают вектор намагниченности на определенный угол, а затем следят за его восстановлением. Простейшая последовательность для измерения времени спин-решеточной релаксации состоит из трех импульсов. Первый π импульс поворачивает вектор намагниченности на 180 градусов, максимально увеличивая энергию спиновой системы. Затем через время T запускают зондирующую последовательность Хана с наименьшим возможным временем τ .

Построив зависимость амплитуды спинового эха от времени T и аппроксимировав эту зависимость функцией типа [83]:

$$A = A_1 - A_0 \exp\left(-\frac{T}{T_1}\right) \quad (34)$$

можно определить время спин-решеточной релаксации T_1 .

Для измерения времени спин-спиновой релаксации используют двухимпульсную последовательность Хана. Распад поперечной намагниченности обуславливается двумя типами процессов: разбросом частот ларморовской прецессии, вызванный неоднородностью магнитного поля или неоднородностью параметров образца, и разбросом частот ларморовской прецессии, вызванный взаимодействием магнитных моментов между собой. За счет первого типа возникает электронное спиновое эхо (ЭСЭ). Второй же тип определяется

взаимодействием между спинами и относится к истинной спин-спиновой релаксации. Начинается он сразу же после действия $\pi/2$ импульса и в силу своей случайной природы не может быть инвертирован во времени вторым π импульсом. Таким образом, амплитуда ЭСЭ будет уменьшаться в зависимости от прошедшего времени от $\pi/2$ импульса до времени наблюдения ЭСЭ, т.е. 2τ . Поэтому можно измерить амплитуду ЭСЭ для ряда последовательностей Хана с разным временем τ , а затем построить график зависимости амплитуды ЭСЭ от времени 2τ . Аппроксимация этой зависимости функцией (35) позволяет определить время спин-спиновой релаксации T [83]:

$$A = A_0 \exp\left(-\frac{2\tau}{T_2}\right) \quad (35)$$

2.3 Методы получения исследуемых образцов

В данном разделе дается описание исследуемых образцов и методов их получения.

2.3.1 Твердый раствор SiGe, легированный мелкими донорами

Монокристаллы $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$, обогащенные бесспиновыми изотопами ^{28}Si (99,998%) и ^{72}Ge (99,984%) были получены методом Чохральского (Leibniz Institute for Crystal Growth, Berlin, Germany). Легирование фосфором ($N_P \approx 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) производилось в процессе роста с использованием в качестве лигатуры тонкого стержня ^{28}Si , выращенного методом бестигельной зонной плавки и легированного до концентрации $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ из газовой фазы (в качестве источника фосфора использовался фосфин – PH_3). Некоторые образцы дополнительно легированы литием с помощью диффузии при 300°C в течение 30 мин. Концентрация введенного лития составляла $10^{16 \div 17} \text{ см}^{-3}$. Спектры ЭПР исследовались на спектрометре Bruker-EMXplus-10/12 X-диапазона в интервале $T = 3,5\text{--}30 \text{ К}$ (частота 9,6 ГГц). Скорости релаксации импульсными методами исследовались на спектрометре Bruker-Elexsys E 580. Для измерений угловых зависимостей спектров ЭПР образцы вырезались в виде столбиков $2 \times 2 \times 10 \text{ мм}^3$ в направлении $[011]$.

Исследовалась серия образцов с разным содержанием германия ($x = 0,0039 - 0,05$) и донорной примеси лития и фосфора.

2.3.2 Кремний, легированный тяжелыми донорами

Для изучения спин-зависимых эффектов, вызванных тяжелым донором, кремний легируется сразу двумя донорами: одним с сильной спин-орбитальной связью (Bi), вторым со слабой (P). Легирование легким донором с большой концентрацией обеспечивает необходимую для наблюдения ЭПР спектров концентрацию носителей в полупроводнике, в то время как низкая концентрация Bi позволяет наблюдать процессы спин-зависимого рассеяния на тяжелых примесных центрах.

Исследуемые структуры формировались по следующей методике. Сначала слой кремния толщиной 250 нм был нанесен методом молекулярно-лучевой эпитаксии на коммерческую пластину «кремний на изоляторе» (КНИ) (Soitec) с приборным слоем кремния толщиной 250 нм и скрытым оксидным слоем (BOX) толщиной 3 мкм (рисунок 16). В результате общая толщина слоя Si над BOX была увеличена до 500 нм, что соответствовало максимальной толщине слоя Si, который мог быть легирован висмутом с использованием метода ионной имплантации. Исходный уровень легирования в слое был порядка 10^{15} см^{-3} (p-тип). Далее слой Si был легирован P и Bi ионной имплантацией ($\text{Bi:} = 0,005 \text{ мкКл/см}^2$, $E = 24 \text{ кэВ}$; $\text{P:} = 600 \text{ мкКл/см}^2$, $E = 100 \text{ кэВ}$) и отжигался при 1000°C , 30 мин.

Омические контакты Au/Ti ($1,0 \times 0,5 \text{ мм}^2$) и слой Ru ($1,0 \times 1,8 \text{ мм}^2$) были сформированы на слое Si ($1,0 \times 3,0 \text{ мм}^2$) с помощью взрывной литографии и магнетронного напыления.

Спектры ФМР в слое Ru были измерены при комнатной температуре с помощью спектрометра электронного спинового резонанса Bruker_EMX-plus-10/12, работающего на частоте 9,4 ГГц. Структура Ru/Si:Bi/SOI располагалась вблизи центра высокодобротного цилиндрического микроволнового резонатора TE_{011} , в котором магнитная составляющая микроволнового поля (h) максимальна, а

электрическая составляющая минимальна. Напряжение на контактах Au/Ti измеряли с помощью селективного усилителя при частоте модуляции магнитного поля 100 кГц.

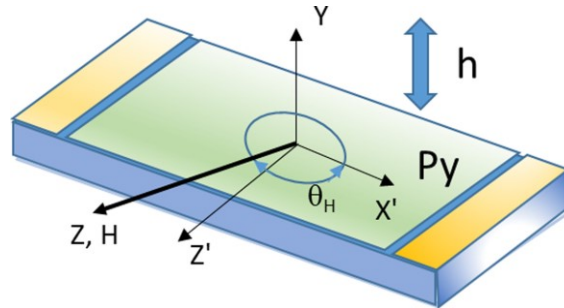


Рисунок 16. Схема структуры $\text{Py}/n\text{-Si:Bi(Sb):P/SOI}$ для изучения генерации спинного тока и его детектирования методом ИСХЭ. H – микроволновое магнитное поле, H – постоянное поле

Глава 3. Исследование поведения мелкого донорного центра фосфора в объемных кристаллах $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ методом электронного спинового резонанса

В данной главе исследовано поведение доноров фосфора в объемных монокристаллических моноизотопных сплавах $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, ($x = 0,0039\text{--}0,05$), обогащенных бесспиновыми изотопами ^{28}Si (99,998%) и ^{72}Ge (99,984%) методом ЭСР. Исследовалась сверхтонкая структура спектра донорного электрона, дающая информацию о плотности волновой функции донора в основном состоянии на ядре ^{31}P ($I = 1/2$), а также температурные зависимости скорости спиновой релаксации ($T = 3,5\text{--}30\text{ K}$), позволившие анализировать механизм релаксации продольной компоненты T_1 и определить величину долин-орбитального расщепления состояния донора.

3.1 Электронный спиновый резонанс донорных центров фосфора

Несмотря на уширение линий ЭСР донорных электронов за счет случайных деформаций, создаваемых растворенными атомами германия в кремнии, в изотопно-чистых монокристаллах $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ (^{28}Si (99,998%) и ^{72}Ge (99,984%)) при $x = 0,39, 1,2, 2,9\text{ ат\%}$ наблюдались более узкие линии спектров ЭСР по сравнению с аналогичными кристаллами с природной композицией изотопов кремния и германия, что позволило наблюдать спектры с хорошо разрешенной сверхтонкой структурой (СТС), состоящие из пар линий СТС (ядерный спин фосфора $I = 1/2$). Удалось идентифицировать, как минимум, четыре различных (нековалентных) позиции фосфора в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ (рисунок 17), а при некоторых температурах и мощностях микроволнового поля наблюдалось до шести пар линий. Наиболее интенсивным спектрам соответствуют пары линий со сверхтонкими константами $a_1 = 42,5$, $a_2 = 33,9$, $a_3 = 27,5$ и $a_4 = 44,4\text{ Э}$ [84].

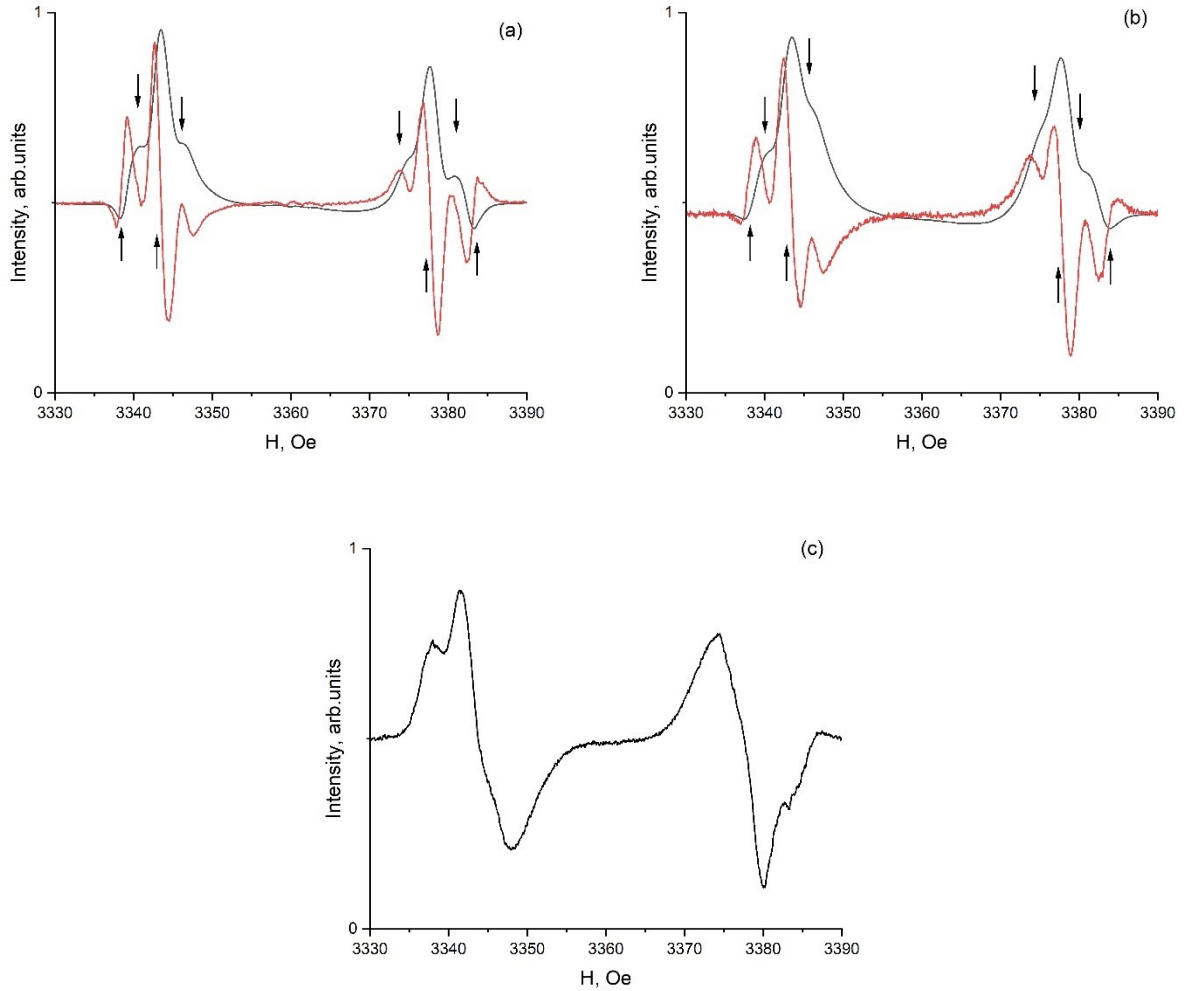


Рисунок 17. Линии сигнала поглощения и их производные спектра электронного спинового резонанса в $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x\text{:P}$, ($S = \frac{1}{2}$, $I = \frac{1}{2}$), измеренные при $T = 12$ К при разной концентрации германия: (a) $x = 0,011$, (b) $x=0,012$, (c) $x=0,029$. Стрелками показаны положения линий, расщепленных СТВ [84]

Рассмотрим каждую пару линий. Значение $a_1 = 42,5$ Э близко к известной изотропной сверхтонкой константе (СТК) для фосфора в чистом монокристаллическом кремнии, равной 42 Э [82], которая определяется ферми-контактным сверхтонким взаимодействием спина электрона в основном синглетном состоянии A_1 со спином ядра фосфора:

$$a = \frac{8\pi}{3} g_e g_N \mu_B \mu_N |\psi(0)|^2 \quad (36)$$

где g_e и g_N — факторы спектроскопического расщепления для донорного электрона и ядра фосфора, μ_B и μ_N — магнетон Бора и ядерный магнетон соответственно.

Волновая функция донорного электрона:

$$\psi(r) = \sum_{j=1}^6 a^{(j)} F^{(j)}(r) u^{(j)}(r) \exp(ik_0^{(j)} r) \quad (37)$$

где $u^{(j)}(r) \exp(ik_0^{(j)} r)$ — блоховская функция в j -м минимуме зоны проводимости, $F^{(j)}$ — огибающая функция донора в приближении эффективной массы и $a^{(j)}$ — численные коэффициенты, описывающие вклады различных долин.

Таким образом, согласно (36), сверхтонкая константа a определяется плотностью волновой функции $|\psi(0)|^2$ на ядре примесного атома. Для фосфора в кремнии константа сверхтонкого взаимодействия равна $a = 0,44 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-3}$. Константу в сплаве $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ $a_I = 42,5 \text{ Э}$ можно отнести к положению атомов фосфора, потенциал центральной ячейки в наименьшей степени искажен атомами германия. Доноры с СТК 33,9 и 27,5 Э следует отнести к донорам, центральная ячейка которых искажена атомами германия. Деформации, создаваемые германием, искажают потенциал центральной ячейки и структуру A_I основного синглетного состояния фосфора, примешивая состояния триплета, и понижают плотность донорного электрона на ядре фосфора, что приводит к уменьшению константы a вследствие уменьшения ферми-контактного взаимодействия.

Константа $a = 44,4 \text{ Э}$ свидетельствует о существовании донорных центров, у которых плотность волновой функции донорного электрона на ядре выше, чем в случае неискаженной конфигурации. Такое положение донорных центров относительно германия появляется не только при количестве германия более 1 ат%, когда волновые функции германия начинают перекрываться, но и менее 1% (0,39%). Поведение с температурой пары линий, соответствующей такому положению донора, существенно отличается от остальных. Наблюдались инвертированные по фазе линии ($a = 44,4 \text{ Э}$) при низких температурах $T < 13 \text{ К}$ (рисунок 17). При дальнейшем увеличении температуры линия исчезает (рисунок 18). Это свидетельствует о существенно меньшей скорости спин-решеточной релаксации T_I^{-1} для этого центра по сравнению с другими центрами, что говорит об их большей изолированности от решетки. Наличие таких центров трудно предположить при

однородном распределении германия, однако слабая интенсивность этих линий спектра говорит о том, что такая неоднородность не очень существенна.

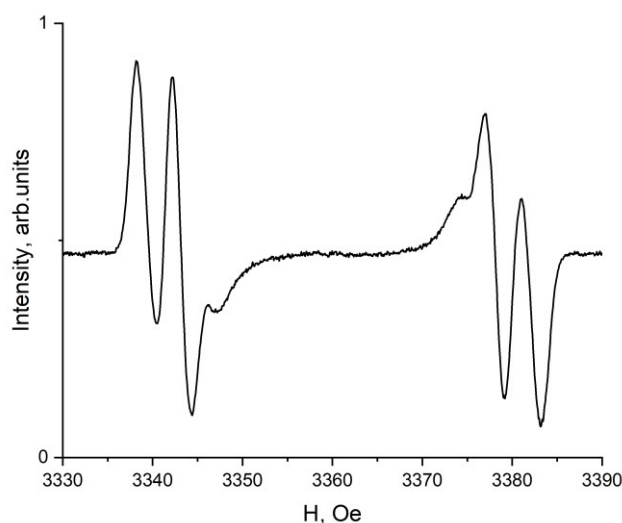
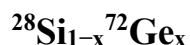


Рисунок 18. Производная спектра электронного спинового резонанса в $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x\text{:P}$, ($S = 1/2$, $I = 1/2$), измеренная при $T = 14$ К при концентрации германия $x = 0,012$ [84]

3.2 Времена спиновой релаксации донорных центров фосфора в сплаве



Времена спин-спиновой T_2 и спин-решеточной T_1 релаксаций были определены из зависимостей фактора насыщения резонансной линии от мощности микроволнового поля в температурной области 8 – 25 К согласно выражениям (26)-(33) раздела 2.2.1. Зависимости факторов насыщения от микроволновой мощности для спектра фосфора показаны на рисунке 19.

Проведенные нами исследования эффектов насыщения при разных значениях микроволновой мощности P ($10\text{Lg}(P/P_0) = 0-40$ дБ, где $P_0 = 200$ мВт) при разных температурах, показали, что скорости T_1^{-1} возрастают по мере уменьшения констант СТВ (рисунок 20).

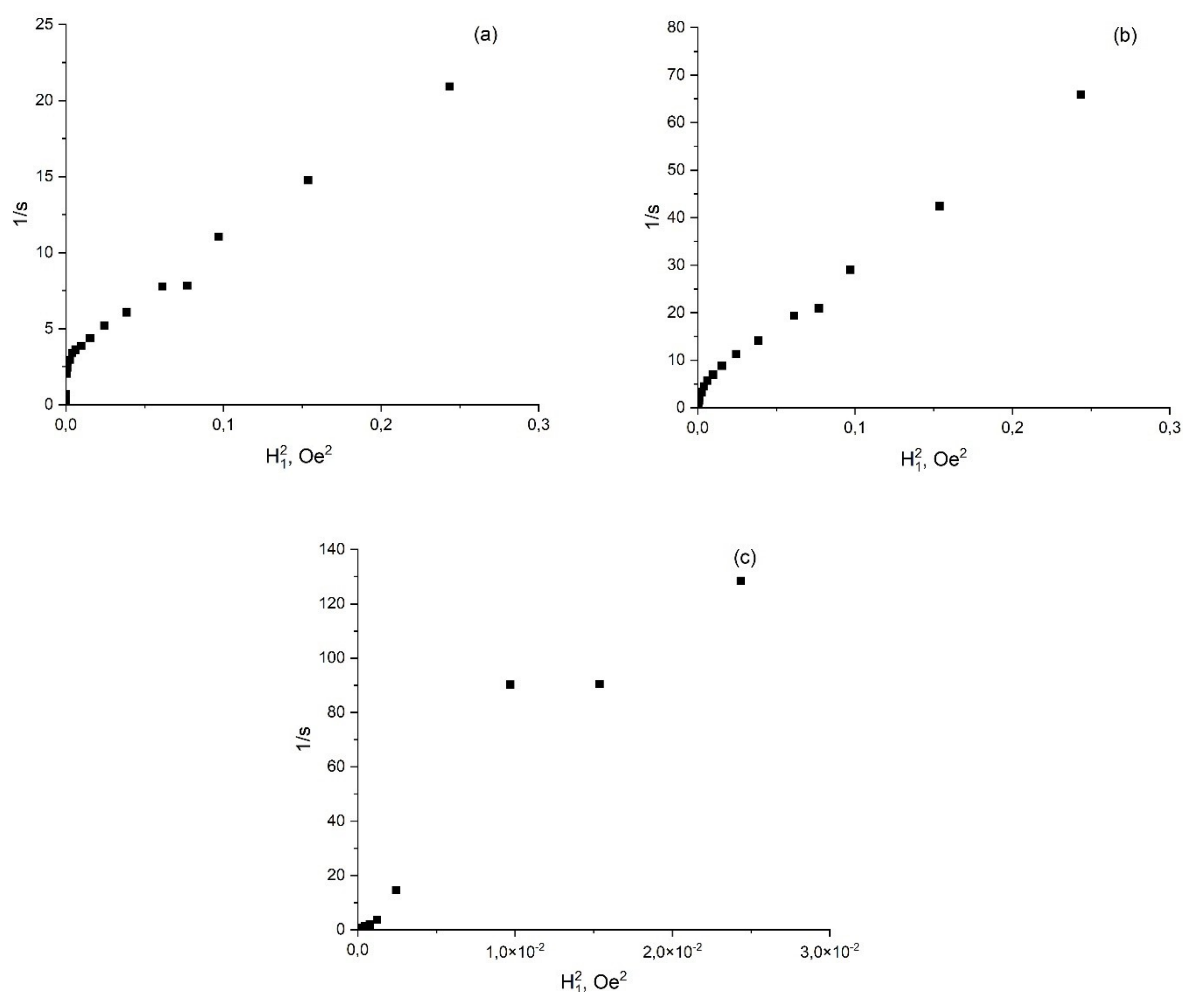


Рисунок 19. Зависимость фактора насыщения от мощности микроволнового поля в образце $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ при $x=0,001$ (a) $a_3 = 27,5$ Э, (b) $a_2 = 33,9$ Э, (c) $a_1 = 42,5$ Э при $T = 12$ К

Известно, что спин-решеточная релаксация для мелких доноров в кремнии в интервале температур 4–30 К описывается механизмом Орбаха [85]:

$$\frac{1}{T_1} \sim \frac{\Delta_{so}}{h\Gamma_p} e^{-\varepsilon/kT} \quad (38)$$

В (38) входят параметры, каждый из которых может изменяться при увеличении содержания германия в сплаве $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$. Здесь Δ_{so} — энергия спин-орбитального (СО) расщепления донорного T_2 состояния фосфора, Γ_p — параметр электрон-фононной связи, ε — долино-орбитальное расщепление $1s$ -состояния фосфора (расстояние между уровнями A_1 и T_2). На рисунке 20 показаны

зависимости скоростей спиновой релаксации $1/T_S$ от температуры, рассчитанные с помощью метода непрерывного насыщения, где $T_S = \sqrt{T_1 T_2}$. Методика расчета скоростей релаксации представлена в разделе 2.2.1.

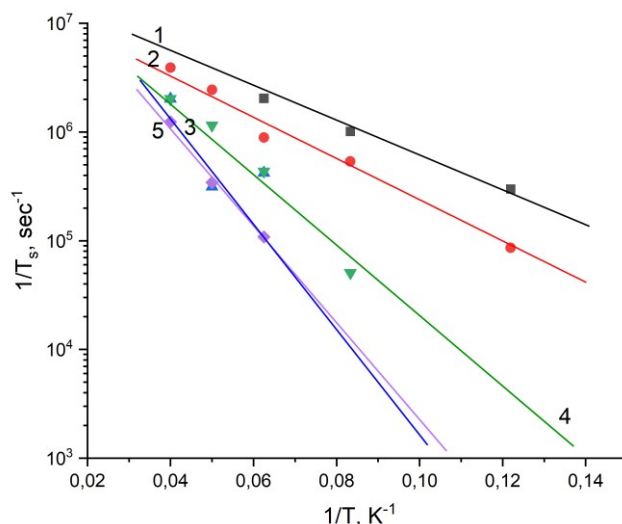


Рисунок 20. Скорости спиновой релаксации $1/T_S$ в зависимости от температуры, 1, 2, 3 — для линий электронного спинового резонанса со сверхтонкими константами $a = 27,5, 33,9$ и $42,5$ Э ($x = 0,011$); 4, 5 — $a = 33,9$ и $42,5$ Э ($x = 0,0039$) соответственно

В работе не разделены времена T_1 и T_2 при анализе фактора насыщения, так как для моноизотопных монокристаллов $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ время поперечной релаксации T_2 до сих пор никем не измерялось, а его определение из ширины линии дает сильно заниженные оценки. Разумно предположить, что в моноизотопных кристаллах $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ $T_2 > T_1$. Тогда предэкспоненциальный множитель в (38) будет выше, чем для чистого кремния, и даст более высокие значения параметра СО связи, что в действительности должно иметь место, поскольку германий должен приводить к увеличению СОВ. Это, в свою очередь, подтверждается соответствующим изменением g-фактора от значения в кремнии $g = 1,9985$ до $1,9969$ в $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ при $x = 1,1\%$.

Параметры долинно-орбитального расщепления, которые входят в показатели экспоненты (38), были более точно определены для спектров с

константами СТВ a_1, a_2 . Они имеют значения 107 и 85 К (в единицах температуры) соответственно. Эти значения меньше, чем в чистом кремнии (≈ 134 К [83]), причем даже для центра, у которого константа СТВ мало отличается от кремниевой. Это может быть связано с тем, что в SiGe спин-решеточная релаксация не точно следует процессу Орбаха из-за искажений, вносимых германием. Тем не менее, как и в работе [86], наблюдается уменьшение расстояния между синглетным и триплетным уровнями с уменьшением СТК.

Измерения интегральных интенсивностей наблюдаемых линий, принадлежащих разным положениям центров фосфора, показали, что они относятся для центров с константами a_1/a_4 , как 1:1:0,5:0,1 и 1:0,8:0,08:0,02 для $x = 1,1$ и 0,39% соответственно. При этом было учтено изменение интенсивностей с температурой вследствие различий в скоростях спиновой релаксации. Из приведенных данных видно, что несмотря на то, что число элементарных ячеек значительно превышает число атомов германия для обоих значений x (при $x = 1,1\%$ 1 ат Ge приходится на 12,4 ячейки и на 125 ячеек при $x = 0,39\%$), распределение атомов фосфора не следует случайному статистическому распределению. Очевидно, что в процессе роста атомы фосфора стремятся занять места вблизи атомов германия, стараясь скомпенсировать локальные напряжения в решетке $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$. При этом важно отметить, что сохраняется изотропный характер СТВ и g-факторов и, следовательно, невозможны такие конфигурации, когда один атом германия попадает в первые координационные сферы донора, поскольку это привело бы к нарушению локальной симметрии центра, что наблюдалось нами на примере лития в таких образцах. По-видимому, следует учитывать неоднородный характер распределения германия. По найденным константам СТВ можно определить локальные деформации, приводящие к искажению потенциала центральной ячейки, используя известные результаты работы [87]:

$$\frac{a_i}{a_0} = \frac{1}{2} \left(1 + \left(1 + \frac{x}{6} \right) \left(1 + \frac{x}{3} + \frac{x^2}{4} \right)^{-1/2} \right), \quad (39)$$

где $\chi = \frac{E_u e}{E_{12}}$. Так, для $x = 1,1\%$ константе a_1 соответствует деформация $e = 2,46 \cdot 10^{-3}$, а константе $a_2 - 3,29 \cdot 10^{-3}$. При этом их отношение, равное 1,34, согласуется с относительным изменением соответствующих параметров долинно-орбитального расщепления: $107 \text{ К} / 85 \text{ К} = 1,338$. Как было отмечено выше, при интерпретации полученных результатов необходимо учитывать неоднородный характер распределения германия в твердом растворе $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$.

Выводы к главе 3

1. Совокупность полученных результатов свидетельствует о существенном влиянии германия на состояния электронов, локализованных при низких температурах на донорах в SiGe, а также их спиновые характеристики: резонансные частоты, параметры сверхтонких взаимодействий, скорости спиновой релаксации.
2. В SiGe спин-решеточная релаксация не точно следует процессу Орбаха из-за искажений, вносимых германием. Тем не менее, наблюдается уменьшение расстояния между синглетным и триплетным уровнями с уменьшением константы сверхтонкого взаимодействия.

Основные положения, выносимые на защиту, по главе 3

1. В изотопно-чистых монокристаллах $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ при $x = 0,39, 1,1, 1,2, 2,9$ ат. % уменьшение вклада от сверхтонких взаимодействий с ядрами ^{29}Si и ^{73}Ge приводит к сужению линий спектров ЭСР при низких температурах по сравнению с аналогичными кристаллами с природной композицией изотопов кремния и германия, что позволило в $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ наблюдать спектры с хорошо разрешенной сверхтонкой структурой.
2. Атомы германия существенно влияют на спиновые характеристики электронов, локализованных при низких температурах на донорах фосфора в изотопно-чистом $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ даже при малом содержании германия $x < 3$ ат. %. Это проявляется в изменении констант сверхтонкого взаимодействия со спином ^{31}P , в результате чего наблюдаются дополнительные линии сверхтонкой структуры донорных центров фосфора.

Глава 4. Исследование поведения мелкого донорного центра лития в объемных кристаллах $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ методом электронного спинового резонанса

В данной главе исследовано поведение доноров лития в объемных монокристаллических моноизотопных сплавах $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($x = 0,0039\text{--}0,05$), обогащенных бесспиновыми изотопами (^{28}Si (99,998%) и ^{72}Ge (99,984%)), методом электронного спинового резонанса, угловые зависимости и времена спиновой релаксации.

4.1 ЭПР спектроскопия донорного центра лития в сплаве $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$

Образцы, исследуемые в главе 4 настоящей диссертации, дополнительно легировались донорами лития методом диффузии при 300°C в течение 30 мин. Концентрация введенного лития составляла $10^{16\pm 17}\text{ см}^{-3}$. Предполагалось, что в сплавах $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($x = 0,0039\text{--}0,05$) литий является примесью внедрения, располагаясь в тетраэдрическом междоузлии, и обладает инверсной системой уровней по сравнению с донорами V группы.

Как видно из рисунка 21, удалось наблюдать спектры электронов, локализованных на донорах фосфора, с хорошо разрешенной сверхтонкой структурой (СТС), состоящие из пар линий СТС (наблюдалось четыре различных положения доноров фосфора в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ [84]), и более узкие линии спектров ЭПР, связанных с литием с разрешенной тонкой структурой (рисунок 21), отличающиеся локальной симметрией в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ при x больше и меньше 1%. Связь этих линий с литием (центральные линии спектра между линиями СТС фосфора) не вызывает сомнения, так как они появляются только после легирования образцов литием, независимо от того, легировались ли образцы фосфором. При этом в нелегированном фосфором при росте кристалле $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, (p-типа проводимости), после легирования его литием, мы наблюдали слабые линии фосфора из-за подъема

уровня Ферми над уровнем фосфора за счет перекомпенсации остаточного акцепторного бора литием.

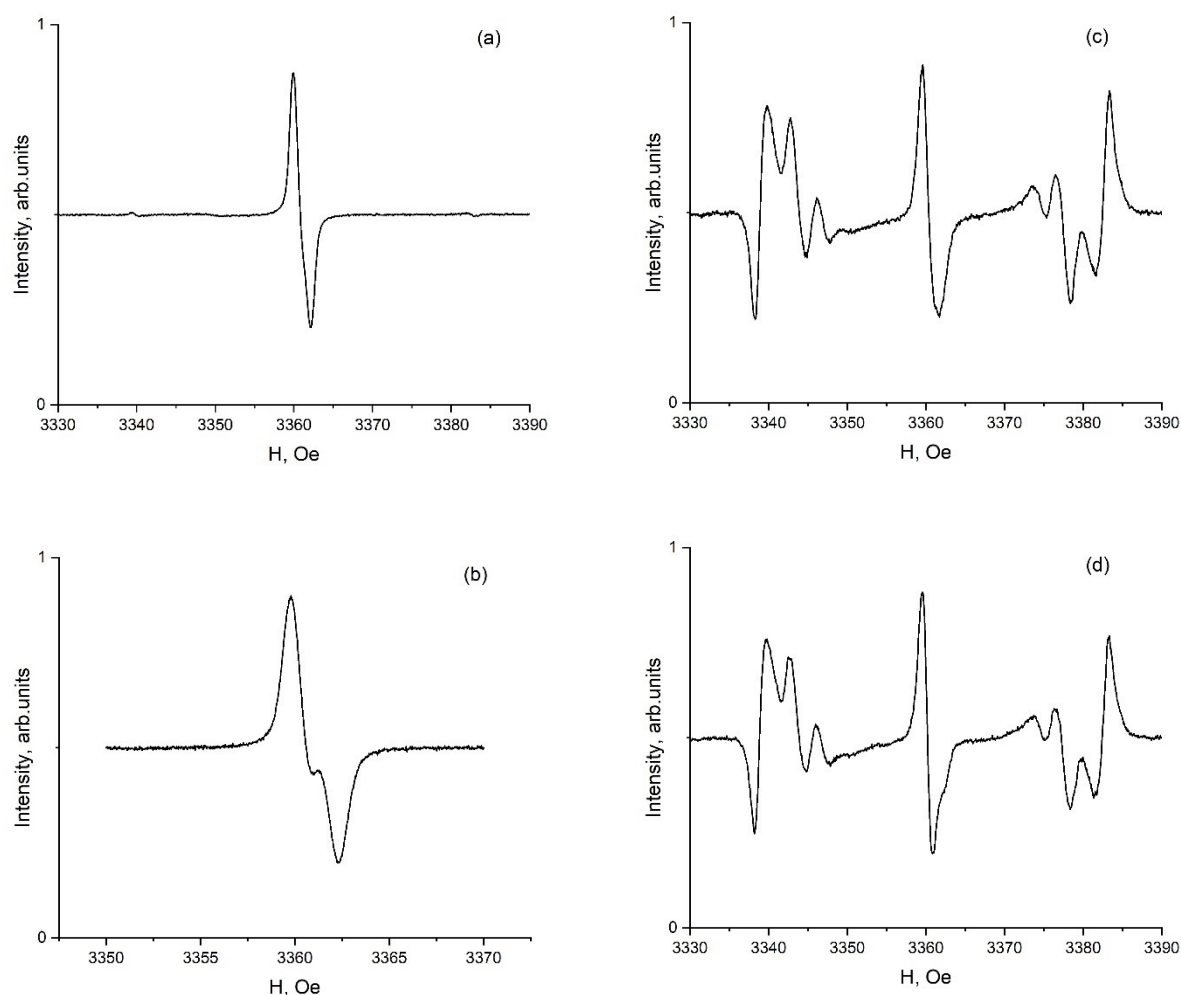


Рисунок 21. (a) производные сигнала поглощения спектра ЭПР в $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$: Li, $x = 0,0037$, $\theta = 0^\circ$ (H || [100]); (b) то же, при $\theta = 90^\circ$ (H || [011]); (c) производные сигнала поглощения спектра ЭПР в $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$: Li, $x = 0,011$, $\theta = 0^\circ$ (H || [100]); (d) то же, при $\theta = 90^\circ$ (H || [011])

По сделанным оценкам концентрация фосфора в таких кристаллах составила $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, фосфор ни в каких формах не может быть связан с появлением центральных линий спектра. Как видно из рисунка 21, у спектров ЭПР для электронов, локализованных на донорных центрах лития в SiGe, отсутствует сверхтонкая структура. Это говорит о том, что основное состояние лития, также как и в кремнии, не является синглетным в отличие от доноров V группы. Как и в

кремнии, атомы лития, обладая малым радиусом, занимают в SiGe междоузлия и имеют орбитально вырожденное основное состояние, проявляя анизотропию g-факторов.

В работе были получены спектры поглощения в зависимости от ориентации образца относительно линий внешнего магнитного поля. Образец крепился в кварцевой трубке так, чтобы линии магнитного поля ориентировались вдоль направления плоскости (110) (угол 0 градусов соответствовал $H \parallel [100]$). Затем последовательно производили поворот образца на 10 градусов и снимали его спектр. Таким образом, образец повернули до 360 градусов с шагом 10 градусов. Спектры, полученные при различных углах поворота представлены на рисунке 22.

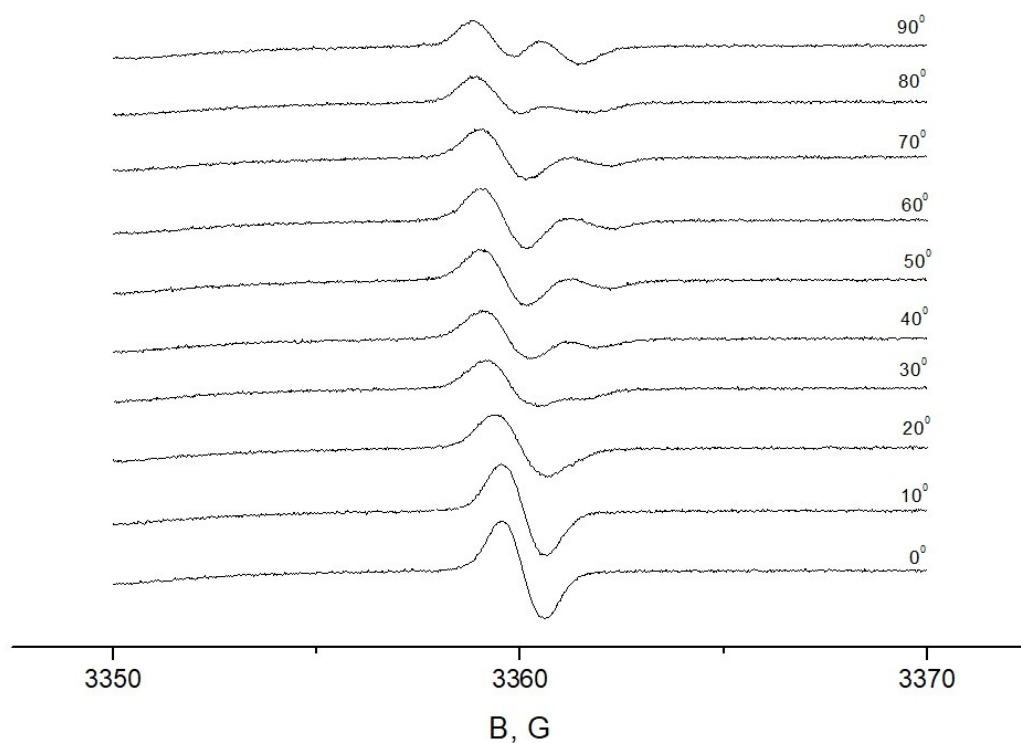


Рисунок 22. Спектры ЭПР $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x : \text{Li}$ при разном повороте образца относительно внешнего магнитного поля

При повороте образца от 0 до 20 градусов наблюдается одна линия спектра. Затем, начиная с 20 и до 90, она начинает расщепляться на две составляющие.

Вращение происходит с прохождением через основные кристаллографические направления $0[100]$, $54,4[111]$, $90[011]$ градусов.

Анализ спектров показал, что при $x = 0,39\%$ донорный центр лития обладает аксиальной (тригональной) симметрией с главной осью тензора $g_{\parallel}(\parallel[111]) = 1,9973$ и $g_{\perp}(\perp[111]) = 1,99805$ (рисунок 23). Однако он не связан с известным в кремнии центром LiO [36]-[38], [89], [90] из-за сильного отличия параметров этих спектров и отсутствия сверхтонкой структуры, обусловленной ядрами ^7Li [38], [89], [90]. При $x \geq 1\%$ наблюдался спектр, соответствующий тетрагональной симметрии g-тензора с $g_{\parallel}(\parallel[100]) = 1,9979$ и $g_{\perp}(\perp[011]) = 1,9973$ (рисунок 24). В этом случае верхняя кривая соответствует положению линии для электрона в состоянии T_z , а нижняя — T_{xy} . Такая симметрия наблюдалась для лития в чистом кремнии, где она определялась состояниями T_z и T_{xy} , образованными с участием кремниевых долин [36], [37]. Обнаружение спектра только при $x > 1\%$, возможно, связано с особенностями процессов спин-решеточной релаксации. В рассматриваемых нами кристаллах сплавов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ сохраняется структура долин кремния, поэтому разумно предположить, что тетрагональная симметрия спектра также обусловлена состояниями T_z .

Характер угловой зависимости в $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ несколько отличается от зависимости в чистом кремнии, что связано с вносимыми германием искажениями в решетке SiGe и, конечно, меньшей точностью определения положения линий из-за большей их ширины по сравнению с кремнием. Характерным является то, что все g-факторы оказываются меньше g-фактора свободного электрона, как и должно быть для мелких доноров в кремнии и SiGe, и сдвигаются в случае сплавов $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ в сторону меньших значений с ростом x . Этот результат является важным с точки зрения понимания и оценки вкладов в g-факторы со стороны решетки и примеси. Как видно из полученных данных, решеточный вклад от орбитально вырожденных зон приводит к отрицательному сдвигу g-фактора, а примесный остается таким же малым, как и в кремнии [36], [37].

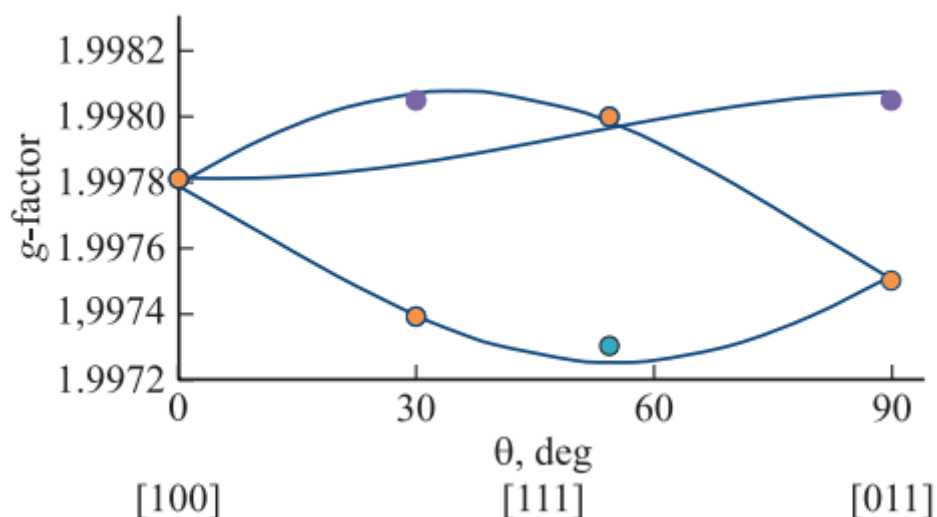


Рисунок 23. Угловые зависимости положения линий спектра ЭПР в $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$: Li, $x = 0,0037$. Точки — экспериментальные данные, сплошные линии показывают вид зависимостей для случая аксиальной (тригональной) симметрии центра в кубическом кристалле с $g_{\parallel} (\parallel [100]) = 1,9973$ и $g_{\perp} (\perp [011]) = 1,99805$ [22]

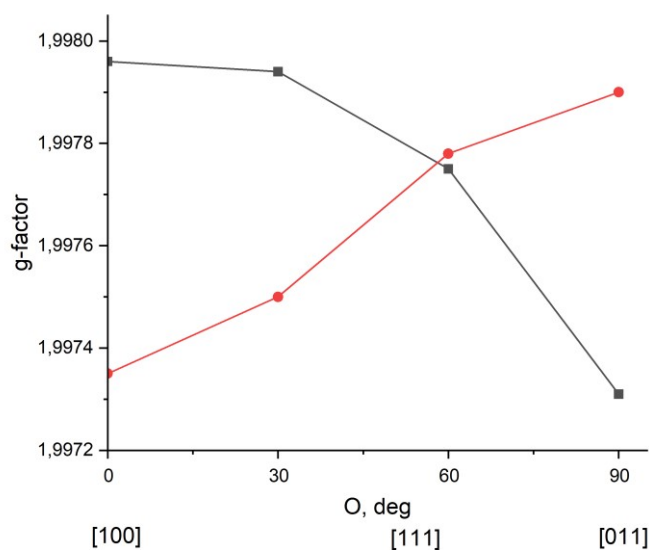


Рисунок 24. Угловые зависимости положения линий спектра ЭПР в $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$: Li, $x = 0,0011$. Точки — экспериментальные данные, сплошные линии показывают вид зависимостей для случая аксиальной (тетрагональной) симметрии центра в кубическом кристалле с $g_{\parallel} (\parallel [100]) = 1,9979$ и $g_{\perp} (\perp [111]) = 1,9973$

Локальная симметрия спектра лития в $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ при $x < 1\%$ с главной осью тензора $g_{\parallel}[111]$ (тригональная симметрия) наблюдается независимо от того, легировались ли они фосфором в процессе роста кристалла. Это указывает на то, что тригональная симметрия спектра лития и, соответственно, связанный с ним парамагнитный центр закономерно возникают при концентрации германия $x < 1\%$.

Однако было обнаружено, что через некоторое время тетрагональный тип центров исчезает и остаются только тригональные центры (рисунок 25). Это указывает на то, что наиболее устойчивой конфигурацией в $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ при различных изученных значениях x обладают литиевые центры с тригональной ($g_{\parallel}[111]$) симметрией основного состояния.

Угловое изменение положения линий ЭПР в спектрах ЭПР $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}:\text{Li}$ для $x = 0,39, 1$ и $1,2$ ат.% в зависимости от ориентации магнитного поля B_0 показано на рисунке 25. Символы представляют экспериментальные положения линий ЭПР, а сплошные линии соответствуют моделированию с использованием простого спинового гамильтониана, содержащего только электронное зеемановское взаимодействие тригональной симметрии в кубическом кристалле. Полученные параметры донорного центра Li в монокристаллах $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ составляют $g_{\parallel}([111]) = 1,9973$ и $g_{\perp} = 1,99805$. Как видно, изотопического сужения недостаточно для разрешения всех линий в спектрах, так как имеется остаточное уширение, вызванное случайным распределением атомов германия.

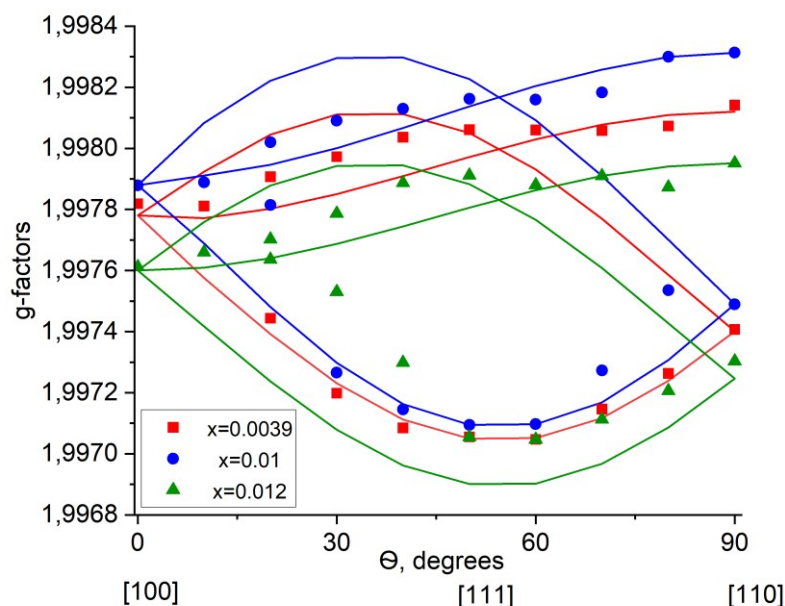


Рисунок 25. Угловые зависимости положения линий в спектрах ЭПР от ориентации магнитного поля B_0 для $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x:\text{Li}$ для $x = 0,0039, 0,01$ и $0,012$.

Точки соответствуют экспериментальным данным, сплошные линии — модельным зависимостям для случая аксиальной (тригональной) симметрии центра в кубическом кристалле с $g_{\parallel}(\parallel[111]) = 1,9973$ и $g_{\perp}(\perp[111]) = 1,99805$ [19]

Неоднородное распределение атомов Ge в SiGe приводит к дополнительному уширению линии ЭПР, возникающему из-за случайных деформаций. На рисунке 26 показано уширение ЭПР-перехода Li-центра в зависимости от содержания германия в $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$.

По сравнению с кремнием, обогащенным изотопом ^{28}Si и содержащим низкую концентрацию кислорода ($\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$) [36]-[38], [60] где наблюдались спектры ЭПР триплетных и дублетных состояний доноров Li с $g_0 = 1,99886 \pm 0,00005$, в монокристаллах $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ спектры ЭПР Li показывают значительное влияние окружения атомов Ge. Для этих кристаллов g-факторы и ширины линий зависят от содержания германия и отличаются от параметров спектра тригональной симметрии LiO в кремнии. Для образцов $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x:\text{Li}$ сверхтонкая структура не наблюдалась, что указывает на то, что основное состояние не является синглетным, как у лития в Si.

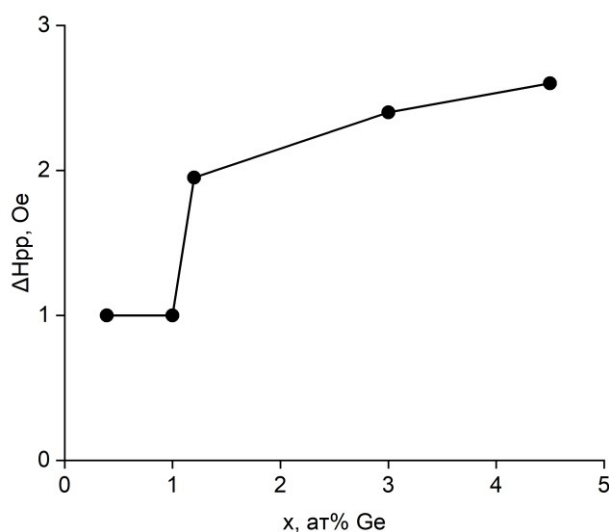
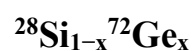


Рисунок 26. Зависимость ширины линии ЭПР Li-центра от содержания Ge в $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ ($T=10\text{K}$) [19]

4.2 Времена спиновой релаксации донорных центров лития в сплаве



Исследования спиновой релаксации в $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ проводились методами насыщения, импульсными методами и с использованием температурных зависимостей ширины линии ЭПР.

Методом импульсного ЭПР получены спектры ионов Li в $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ в интервале температур 5–15 К. На рисунке 27 показано затухание поперечной намагниченности, а на рисунке 28 представлены результаты восстановления инверсии намагниченности Li при $T=10\text{K}$. Импульсный метод позволяет напрямую определять времена поперечной (спин-спиновой) и продольной (спин-решеточной) релаксации (T_2 и T_1).

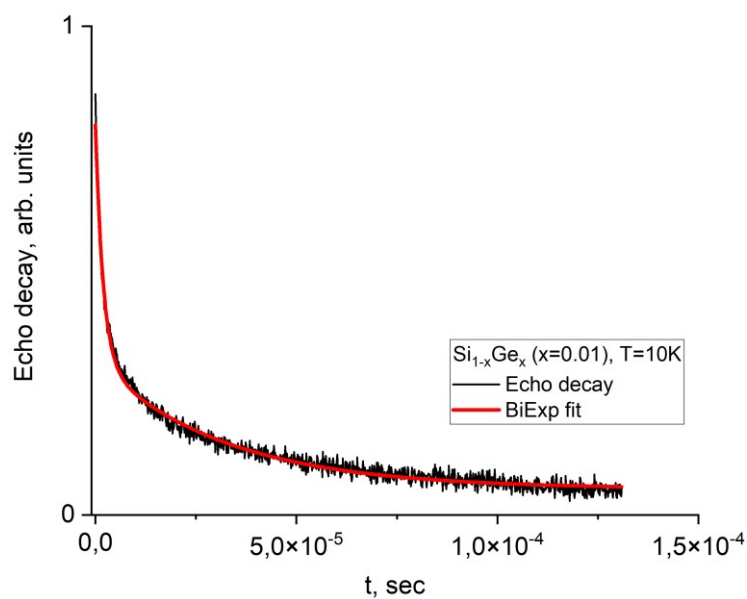


Рисунок 27. Кривая затухания эхо-сигнала от времени для линии ЭПР центра Li в $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ ($x=0,01$), $T=10\text{K}$ [19]

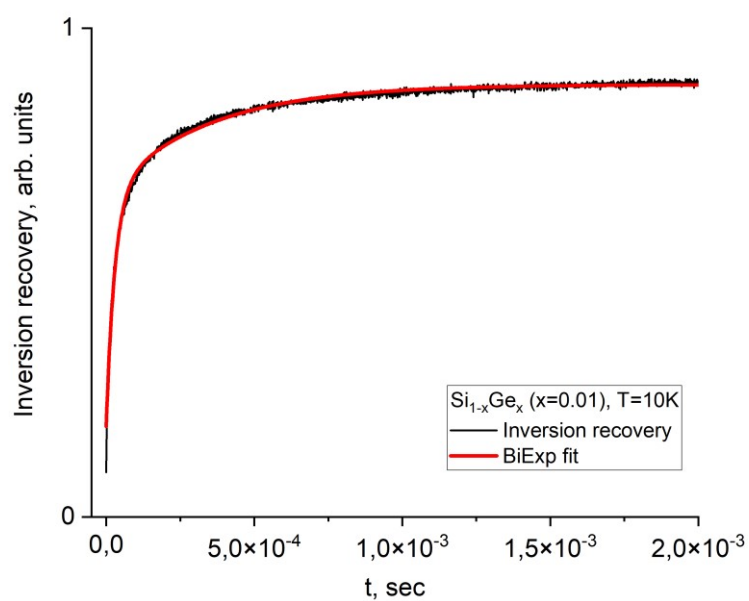


Рисунок 28. Восстановление инверсии намагниченности после СВЧ-импульса для линии ЭПР Li в $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ ($x=0,01$) $T=10\text{K}$ [19]

Видно, что обе кривые хорошо описываются двумя показателями степени, времена релаксации которых различаются почти на порядок:

$$I_1 = A_{10} + A_{11}e^{\frac{t}{T_1'}} + A_{12}e^{-\frac{t}{T_1''}} \quad (40)$$

$$I_2 = A_{20} + A_{21}e^{-\frac{t}{T_2'}} + A_{22}e^{-\frac{t}{T_2''}} \quad (41)$$

где I_1 и I_2 – интенсивности сигналов восстановления инверсии намагниченности и затухания эха, а $T_1' = 2,9 \cdot 10^{-5}$ с, $T_1'' = 3,4 \cdot 10^{-4}$ с – времена продольной спиновой релаксации; $T_2' = 1,9 \cdot 10^{-6}$ с, $T_2'' = 3,2 \cdot 10^{-4}$ с – времена поперечной спиновой релаксации для центров с быстрой и медленной компонентами релаксации соответственно.

Зависимости скоростей релаксации $1/T_1$ и $1/T_2$ от температуры, полученные импульсными методами, представлены на рисунке 29. Как для скорости поперечной, так и для продольной релаксации наличие двух компонент (быстрой и медленной) указывает на существование двух наиболее выраженных типов литиевых центров, различающихся скоростями дефазировки T_2 и спин-решеточной релаксации T_1 . С помощью импульсного метода ЭПР наиболее ярко выделяются два положения литиевых центров. Можно предположить, что медленная релаксация соответствует большей изоляции атома лития от решеточного окружения и, по аналогии с фосфором [22], меньшему числу атомов германия в ближайших соседях лития. Это предположение подтверждают данные таблицы 1, из которой видно, как параметры n' и n'' для быстрой и медленной составляющих температурных зависимостей скоростей продольной спиновой релаксации $1/T_1 \sim T^n$ зависят от концентрации германия. Ниже результаты представлены для узкого диапазона концентраций, поскольку увеличение содержания германия приводит к значительному уширению спектров ЭПР.

Как следует из таблицы 1, параметры n' для быстрой релаксационной компоненты меньше, чем для медленной для концентраций германия $x = 0,01$ и $0,012$. То есть для литиевых центров с быстрой релаксацией наблюдается смена процесса релаксации с двухфононного рамановского ($n \approx 7$) на процесс с меньшим значением n ($n < 5$).

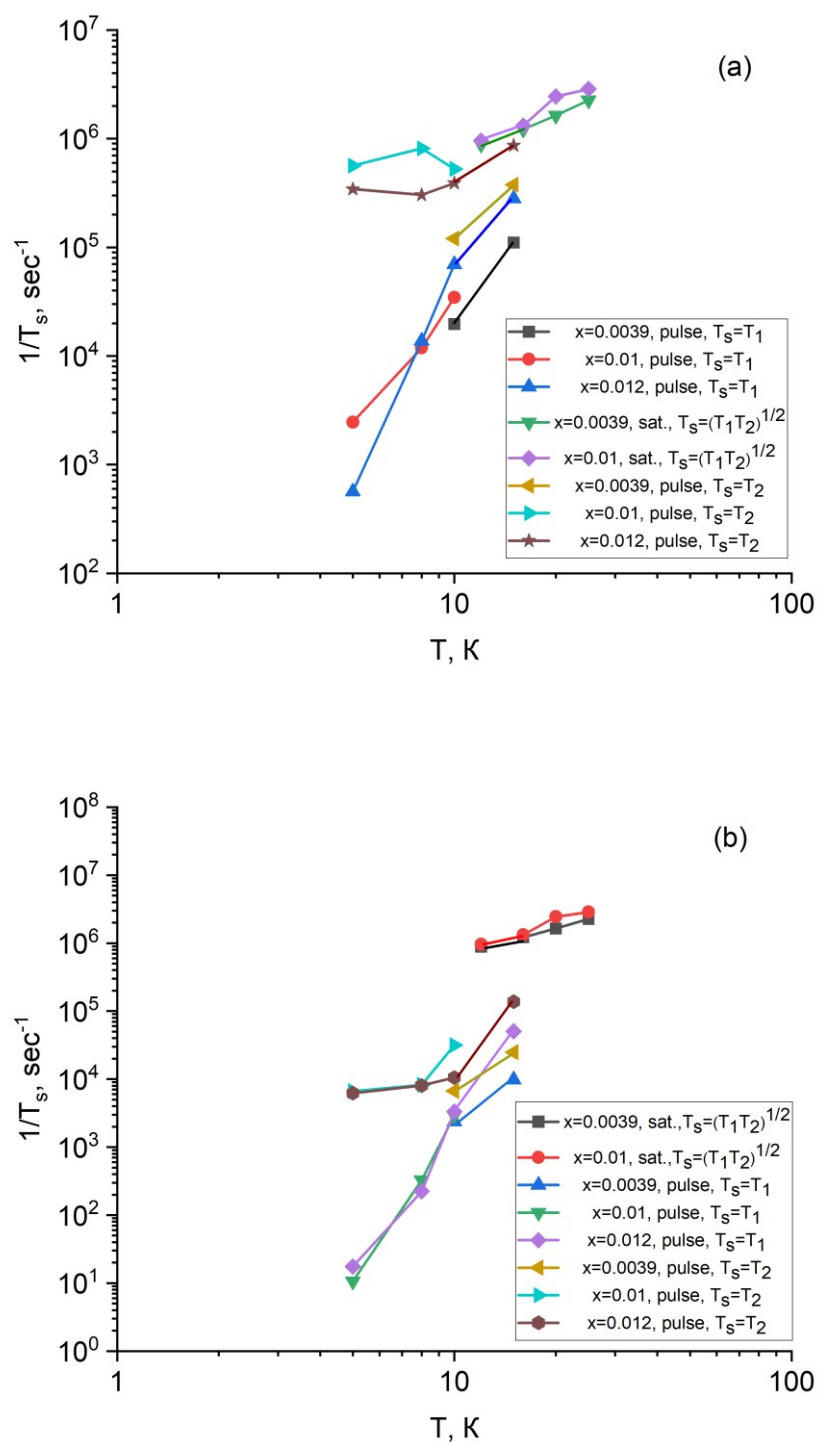


Рисунок 29. Зависимости скоростей спиновой релаксации $1/T_s$ от температуры, полученные импульсными методами и $1/\sqrt{T_1 T_2}$ методом насыщения для образцов $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x:\text{Li}$, $x = 0,01, 0,012$ и $0,0039$; (а) быстрая компонента, (б) медленная компонента [19]

Таблица 1. Параметры n' и n'' для быстрой и медленной компонент температурных зависимостей $1/T_1 \sim T^n$ скоростей продольной спиновой релаксации, полученных импульсными методами для образцов $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$: Li

содержание Ge (x) в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$	n'	n''
0,0039	4,2	3,5
0,01	3,7	7,9
0,012	5,8	7,4

Помимо методов импульсного ЭПР, исследовались процессы спиновой релаксации с использованием метода непрерывного насыщения спектров ЭПР. Каждый метод может иметь свои особенности и определяет времена релаксации в своем конкретном диапазоне. Действительно, исследование эффектов насыщения сигнала ЭПР в образцах $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, легированных литием, при различных значениях мощности СВЧ P ($10 \cdot \log(P/P_0) = 0 \div 40$ дБ, где $P_0 = 200$ мВт) (рисунок 29) показал, что скорости спиновой релаксации в диапазоне температур 4-30 К и их температурные зависимости существенно отличаются от результатов, полученных импульсными методами для медленной компоненты, и достаточно хорошо согласуются с результатами для быстрой компоненты в диапазоне 15-30К. В целом метод насыщения должен показывать более высокие скорости релаксации, чем импульсный метод $1/\sqrt{T_1 T_2}$, поскольку он измеряет потерю когерентности спинов в ансамбле из-за случайных флуктуаций локальных полей на каждом спине. В случае сплавов $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ быстрая компонента как в импульсном методе, так и в методе насыщения показывает близкие значения скорости спиновой релаксации. Это связано со значительным вкладом случайно расположенных атомов германия, которые создают локальные деформации. Во-первых, они изменяют энергии долин и, таким образом, модулируют g -факторы, и, во-вторых, изменяют спин-орбитальный потенциал в решетке кремния. Модуляция g -факторов, очевидно, порождает магнитный шум. В обоих случаях возникают условия, влияющие на скорости продольной и поперечной спиновой релаксации. Дополнительный вклад

может дать спин-спиновое взаимодействие литиевых центров, поскольку содержание лития в образцах составляет $10^{16} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Литий, как мелкий донор в кремнии и его сплавах с германием, занимает тетраэдрическое междоузельное пространство решетки кремния, не обязательно расположенное в ее центре. Ранее такое предположение было высказано в работе [35], в которой наблюдался необычный спектр ЭПР лития в кремнии при температурах ниже 2,5 К. Если сравнить данные этой работы с результатами, полученными в [36], можно предположить, что при температуре ниже 2,5 К происходит переход литиевого центра в новое состояние с энергией активации порядка кТ ($T=1\text{К}$). Эта энергия близка к энергии Яна-Теллера (ЯТ) $\sim 10^{-4}$ эВ, оцененной в [35]. Таким образом, переход, возможно, связан с динамическим эффектом ЯТ.

В сплаве $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ наблюдался спектр ЭПР центра, связанного с литием, имеющего аксиальную симметрию типа [111]. Это может быть связано с искажением положения лития по аналогии, например, с азотом в кремнии [91], [92]. Тогда в рамках модели нецентросимметричных примесей в твердых телах для донорного центра лития в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ можно объяснить уменьшение показателя степени на температурной зависимости $1/T_1 \sim T^n$ для быстрой компоненты релаксации. Фононы могут вызывать переходы между различными минимумами адиабатического потенциала, вызывая кросс-релаксационные переходы с переворотом спина. Гамильтониан, описывающий такие туннельно-связанные состояния, может быть записан в общем виде [93]:

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} +\varepsilon & \Delta \\ \Delta & -\varepsilon \end{pmatrix} \quad (42)$$

который имеет решения:

$$E_{+/-} = \sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2} \quad (43)$$

где ε — разность энергий в потенциальных минимумах, Δ — туннельное расщепление.

Такая релаксация может быть объяснена процессами кросс-релаксации через состояния, описываемые двухямным потенциалом (ДЯП) [45] (рисунок 30).

Двухямный потенциал возникает из-за случайных деформаций, вносимых атомами германия. Его можно представить как одиночную яму, которая случайным образом смещается в левое и правое положение.

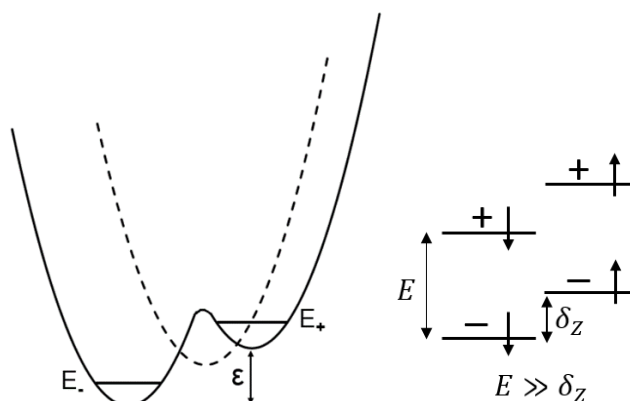


Рисунок 30. Двухямный потенциал [93]

Спин связан с состояниями ДЯП через спин-орбитальное взаимодействие $\nabla V = \alpha S(E \times p)$, где S — оператор спина, p — орбитальный момент, а E — локальное электрическое поле, которое возникает вблизи примеси и модулирует переходы между состояниями ДЯП.

Таким образом, процесс кросс-релаксации через состояния, описываемые двухямным потенциалом, хорошо описывает механизм спиновой релаксации доноров лития в твердом растворе $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$.

Скорость спиновой релаксации удалось оценить по ширине линии спинового резонанса. Зависимости ширины в единицах $\gamma \Delta H_{\text{pp}}$ (сек $^{-1}$) для $x = 0,39\%$, 1% , $1,2\%$ и $2,9\%$ представлены на рисунке 36. Как видно, здесь существенны неоднородные механизмы уширения, и основной вклад вносят случайно распределенные атомы германия. Путем вычитания ширины при низкой температуре найдено значение показателя степени n . Зависимости ширины линии от температуры для $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$: Li для $x = 0,0039$, $0,01$, $0,012$ и $x = 0,029$ показаны на рисунках 31 и 32. Как видно, увеличение содержания германия $x > 1\%$ приводит к уменьшению n до $n \sim 2$ и, как следствие, меняется механизм релаксации. Это согласуется с данными, полученными импульсным методом и методом насыщения.

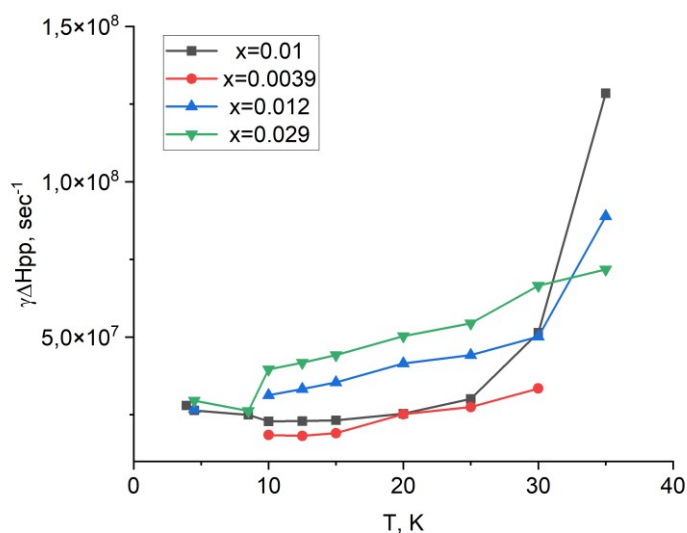


Рисунок 31. Зависимости ширины линии ЭПР Li в единицах $\gamma\Delta H_{pp}$ (сек⁻¹) в зависимости от температуры для набора $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ при $x = 0,0039; 0,01; 0,012$ и $0,029$ [19]

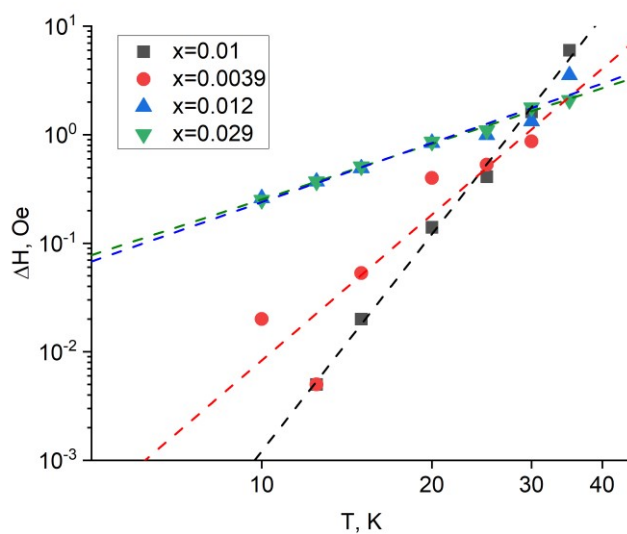


Рисунок 32. Зависимости части ширины линии (с учетом ширины линии при низкой температуре) от температуры для образцов $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$: Li, $x = 0,0039$ ($T^{5,21}$), $x = 0,01$ ($T^{6,64}$), $x = 0,012$ ($T^{1,81}$), $x = 0,029$ ($T^{1,7}$) [19]

Выводы к главе 4

1. Исследования спиновой релаксации в $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ проводились методами насыщения, импульсными методами и по температурным зависимостям ширины линии ЭПР.
2. Изучение лития в сплавах кремния с германием интересно не только с точки зрения его индивидуальных свойств, но и возможности рассматривать его в качестве спинового зонда, изучая особенности сплава $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$, имеющего важное практическое применение в качестве барьерных слоев в структурах $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x / ^{28}\text{Si} / ^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ для построения спиновых кубитов.

Основные положения, выносимые на защиту, по главе 4

1. В $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ при $x < 3$ ат. %, легированном литием, парамагнитные центры лития проявляют аксиальную (тригональную) симметрию с главной осью g-фактора параллельной направлению $[111]$ кристалла. Понижение симметрии по сравнению с чистым кремнием обусловлено наличием в решетке атомов германия.
2. Показано, что Li в изотопно-чистом $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ обладает высокой диффузионной подвижностью, может вводиться при низких температурах ($< 300^\circ\text{C}$), ведет себя как примесь внедрения, занимая тетраэдрические междоузлия, обладает инверсной системой уровней. Основное состояние лития, также как и в кремнии, не является синглетным, в отличие от доноров V группы.

Глава 5. Генерация и детектирование спиновых токов в структурах ферромагнетик/Si с модифицированным спин-орбитальным взаимодействием за счет легирования тяжелой примесью

В данной главе представлены результаты исследований кремниевых структур, легированных тяжелым донором Bi, с применением двух разных методик: спинового резонанса и инверсного спинового эффекта Холла.

5.1 Генерация спиновых токов в n-Si, легированном фосфором, сурьмой и висмутом

Легирование кремния тяжелыми мелкими донорами, висмутом или сурьмой, приводит к дополнительному примесному спиновому рассеянию электрона в зоне проводимости с переворотом спина (рассеяние на потенциале центральной ячейки) [27] на фоне процессов Эллиота [94] и Яфета [95], а также с сохранением спина, приводящего к спиновому эффекту Холла за счет спин-орбитального взаимодействия, вносимого тяжелым донором [8],[96]. Процессы Яфета в многодолинных полупроводниках не учитывают рассеяние спина с перебросом между долинами (f -процессы [28],[97]), поэтому они характерны для низких температур. При приближении к комнатным температурам междолинные f -процессы становятся более существенными [28],[97]. Поэтому при комнатных температурах в кремнии скорости спиновой релаксации оказываются выше, чем предсказывают механизмы Эллиота–Яфета, и описываются более сильной зависимостью от температуры $1/\tau_s \sim T^3$ по сравнению с зависимостью, полученной в работе [94]. Тогда в общем виде скорости процессов с переворотом спина можно записать как:

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{1}{\tau_{ph}} + \frac{1}{\tau_{imp}} \quad (44)$$

где τ_{ph} описывает все процессы с участием фононов, а τ_{imp} — рассеяние на примеси без участия фононов и без учета спина примеси. Будем считать, что процессы Эллиота малы из-за слабой решеточной спин-орбитальной связи для

электронов проводимости в кремнии. Скорость рассеяния на примеси, также как и процессы Эллиота–Яфета, пропорциональна концентрации доноров и квадрату величины спин-орбитального взаимодействия (Δ_{so}) [27]:

$$\frac{1}{\tau_{imp}} = CN_{imp}m_e\sqrt{2m_e}a_B^6\Delta_{so}^2 \quad (45)$$

где N_{imp} - концентрация примеси, m_e - эффективная масса электрона, a_B - боровский радиус электрона, а Δ_{so} - константа спин-орбитальной связи.

Чисто примесное спиновое рассеяние не просто выделить на фоне других процессов, однако оно не обладает такой сильной температурной зависимостью, как процессы с участием фононов. Спиновое примесное рассеяние тем больше, чем больше заряд ядра донора, и в ряду Li, P, As, Sb, Bi не существенно для Li и P [59], [98], [99], а уже для мышьяка начинает проявляться при концентрациях $> 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в температурном интервале 77–300 К [27]. Процессы спинового рассеяния без переворота, приводящие к спиновому эффекту Холла, обусловлены механизмом углового рассеяния (*skew-scattering*) [100] и процессами бокового рассеяния (*side jump*) [100]. Как и процессы с переворотом спина, они также зависят от концентрации рассеивающих центров и величины спин-орбитального взаимодействия. Величину вклада таких процессов принято оценивать по углу спинового эффекта Холла θ , определяемого по отношению спин-холловской проводимости σ_{xy}^S и зарядовой проводимости σ_{xx} :

$$\theta_{SH} = \frac{\sigma_{xy}^S}{\sigma_{xx}} \quad (46)$$

Как следует из золотого правила Ферми, зарядовая проводимость (вклад Друде) обратно пропорциональна концентрации примесей N_{imp} . Следовательно, отношение спин-холловской и зарядовой проводимостей не должно зависеть от концентрации примеси [101]. Однако, если в исходно сильно легированный полупроводник n-типа дополнительно вводить тяжелый донор, меняя его концентрацию, то в этом случае угол спинового эффекта Холла будет изменяться с концентрацией тяжелого донора. При изучении ИСХЭ в *n*-Si в работе [29] слой кремния в структуре Py/Si:Bi:P/SOI легировался фосфором с концентрацией $N_P =$

$3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ для получения вырожденного полупроводника n-типа проводимости, а также висмутом с концентрацией $N_{Bi} \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$. В этом случае примесный вклад в спиновое рассеяние с переворотом можно представить как:

$$\frac{1}{\tau_s} = c_{Bi} \frac{1}{\tau_s^{hd}} + c_P \frac{1}{\tau_s^{hd}} \quad (47)$$

где $1/\tau_s^{hd}$ — вклад в релаксацию от центра висмута; $1/\tau_s^{hd}$ — вклад в релаксацию от центра фосфора, а c_{Bi} и c_P — их доли. С учетом разницы в константах спин-орбитальной связи Δ_{so} для фосфора и висмута ($\Delta_{so} = 0,03$ и 1 мэВ соответственно) и их концентраций, при 300 К вклады от этих доноров оказываются близкими.

В работе [29] исследована возможность генерации спиновых токов методом спиновой накачки и их детектирования с помощью ИСХЭ в кремнии, легированном висмутом. Линии ферромагнитного резонанса (ФМР) в слое пермаллоя (Py) возбуждались с помощью спектрометра электронного парамагнитного резонанса Bruker_EMX-plus-10/12, работающего на микроволновой частоте $9,4 \text{ ГГц}$. Измерения проводились при комнатной температуре. Подробно изучены угловые зависимости сигнала инверсного спинового эффекта Холла с учетом анизотропного магниторезистивного (AMR) эффекта.

В структуре Py/Si:Bi:P/SOI ($N_{Bi} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_P = 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $d = 0,4 \text{ мкм}$) [29] наблюдали сигнал инверсного спинового эффекта Холла до 200 нВ , индуцированного ферромагнитным резонансом. Однако в структурах Py/Si:Sb/SOI ($N_{Sb} = 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $d = 1 \text{ мкм}$), полученных в рамках данной работы, сигнал ИСХЭ не наблюдался. Чтобы понять наблюдаемое различие в поведении структур Py/Si/SOI при легировании слоев кремния висмутом или сурьмой, а также найти оптимальные параметры слоев для получения большего сигнала ИСХЭ относительно нежелательного сигнала AMR эффекта, а также шумов, были рассчитаны напряжения ИСХЭ при варьировании типа донора и его концентрации. Также рассчитывались длины спиновой диффузии, спиновые токи и спиновые углы Холла. Расчеты проводились на основе теории спиновой накачки и диффузионной модели [13], [14] с использованием данных теоретических расчетов для примесного

спинового эффекта Холла [8]. Как и в работе [29], напряжение ИСХЭ можно записать в следующем виде:

$$v_{ISHE} = \frac{\theta_{SH} \cdot \omega_f \cdot \lambda_n \cdot \tanh(d/2\lambda_n)}{d_n \sigma_n + d_f \sigma_f} j_s \quad (48)$$

где ω_f — ширина слоя Ру, d_n и λ_n — толщина и длина спиновой диффузии немагнитного слоя, σ_f и σ_n — электропроводность слоев Ру и n -Si:Bi(Sb) соответственно. Будем считать, что σ_n определяется концентрацией фосфора и не зависит от концентрации тяжелого донора. В этом случае постоянная составляющая спинового тока, генерируемого на границе Ру/ n -Si:Bi ($y=0$), выражается как [7], [29], [56]:

$$j_s = g_r^{\uparrow\downarrow} \frac{(\gamma h)^2 \hbar (\omega_M + \sqrt{\omega_M^2 + 4\omega^2})}{8\pi\alpha^2 (\omega_M^2 + 4\omega^2)} \quad (49)$$

где $g_r^{\uparrow\downarrow}$ — действительная часть проводимости интерфейса Ру/ n -Si, γ — гиромагнитное отношение Ру, α — константа затухания Ру, h — величина магнитной компоненты микроволнового поля, $\omega_M = 4\pi\gamma M_s$, M_s — намагниченность насыщения Ру. Спиновый ток, инжектируемый в слой Si, затухает в направлении y из-за спиновой релаксации. Его можно выразить как [78]:

$$j_{s(y)} = \frac{\sinh(\frac{d_n - y}{\lambda_n})}{\sinh(d_n/\lambda_n)} j_s \quad (50)$$

где d_n , λ_n — толщина и длина спиновой диффузии в кремнии, j_s определяется выражением (49).

Результаты расчетов ИСХЭ в зависимости от толщины слоя кремния для разных концентраций висмута и сурьмы приведены на рисунке 33. Все расчеты сделаны для температуры 300 К. В качестве исходных параметров для Bi мы взяли данные работы [29]: $N_P = 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $N_{Bi} = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, спиновый угол Холла $\theta = 0.0001$, $\tau_s = 1 \cdot 10^{-9} \text{ с}$, проводимость слоя пермаллоя $\sigma_f = 1,49 \cdot 10^2 \text{ (Ом} \cdot \text{см)}^{-1}$, проводимость слоя кремния $\sigma_n = 5 \text{ (Ом} \cdot \text{см)}^{-1}$. Для слоя кремния, легированного сурьмой, спиновый угол Холла и время спиновой релаксации выбирались с учетом значения параметра спин-орбитальной связи $\Delta_{so}(Sb) = 0,3 \text{ мэВ}$, существенно меньшего по сравнению с висмутом $\Delta_{so}(Bi) = 1 \text{ мэВ}$ [27]. В процессе расчетов с

изменением концентрации доноров учитывались изменения спинового угла Холла и времени спиновой релаксации.

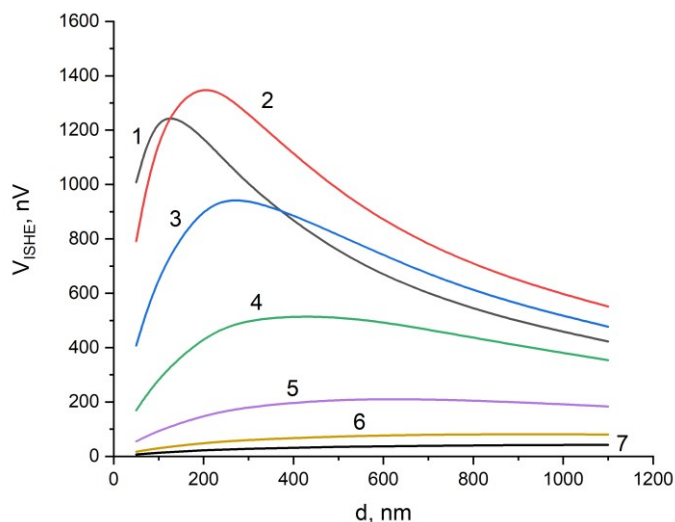


Рисунок 33. Величина ИСХЭ в зависимости от толщины слоя кремния d_n , легированного Вi для разных концентраций висмута N_{Bi} , см^{-3} : 1 — 10^{18} , 2 — $3 \cdot 10^{17}$, 3 — 10^{17} , 4 — $3 \cdot 10^{16}$, 5 — 10^{16} , 6 — $3 \cdot 10^{15}$, 7 — 10^{15} . (Значения $N_{Bi} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $d_n = 400 \text{ нм}$, $d_f = 10 \text{ нм}$ соответствуют условиям эксперимента, представленного в работе [29])

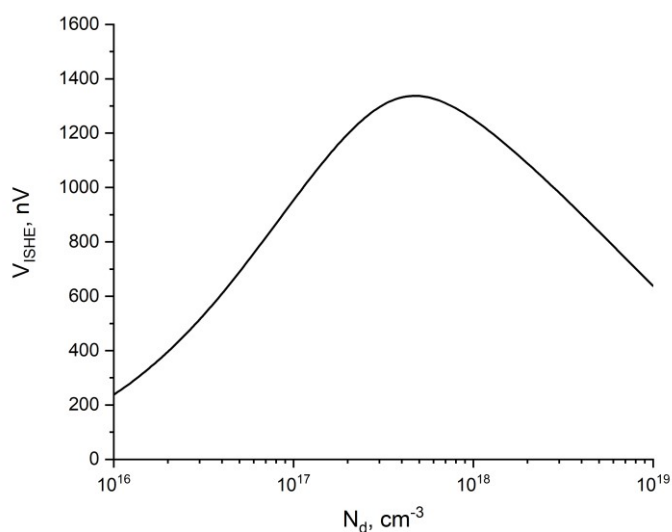


Рисунок 34. Зависимость напряжения ИСХЭ в максимуме зависимостей, представленных на рисунке 33, от концентрации висмута [57]

Как видно из рисунка 33, рассчитанные зависимости напряжения инверсного спинового эффекта Холла от толщины слоя кремния с висмутом имеют выраженный характер с максимумом, который с ростом концентрации висмута сдвигается в область меньших толщин. Очевидно, что в области максимума значительная часть спинового тока конвертируется в электрический. Проходя через максимум, напряжение ИСХЭ падает при увеличении концентрации висмута вследствие увеличения вклада процессов примесного рассеяния с переворотом спина. С противоположной стороны от максимума, при уменьшении концентрации висмута, напряжение ИСХЭ уменьшается вследствие уменьшения угла спинового эффекта Холла. При этом, если проследить за напряжением ИСХЭ в максимумах рисунка 33 в зависимости от концентрации висмута, то можно видеть (рисунок 34), что эта зависимость также обладает максимумом при значении концентрации висмута на порядок большей, чем для измеренного образца в работе [29]. В структурах с кремнием, легированным сурьмой (рисунки 35, 36, 37), характер зависимостей такой же, как и для висмута (рисунок 35), однако напряжения ИСХЭ значительно меньше.

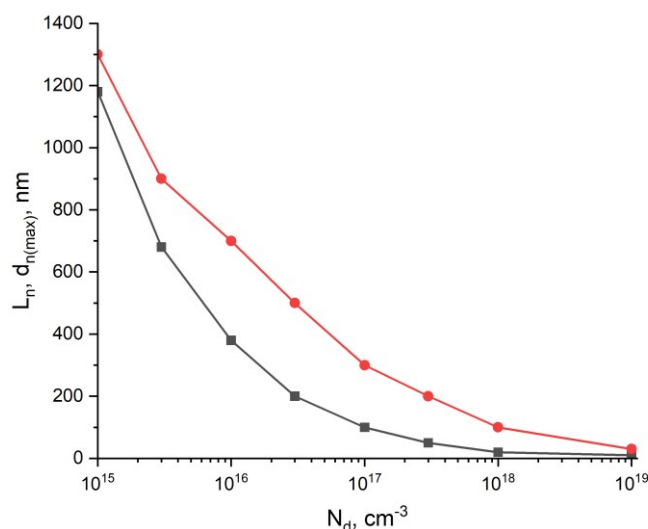


Рисунок 35. Изменение длины спиновой диффузии (нижняя кривая) и толщины слоя, при котором достигается максимум напряжения ИСХЭ (верхняя кривая) с ростом концентрации висмута [57]

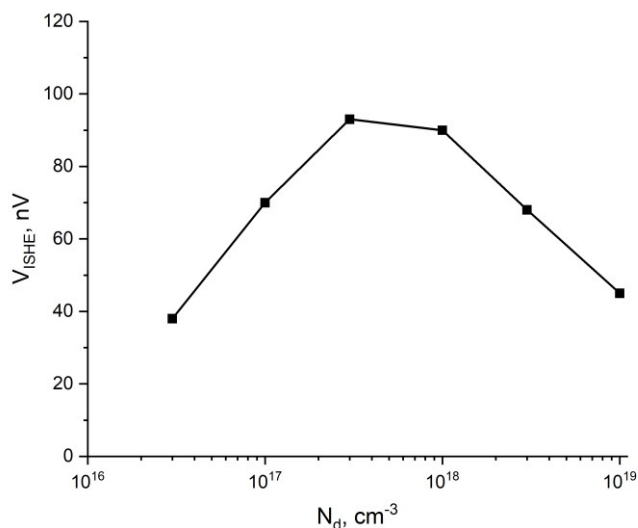


Рисунок 36. Зависимость максимального напряжения ИСХЭ от концентрации сурьмы [57]

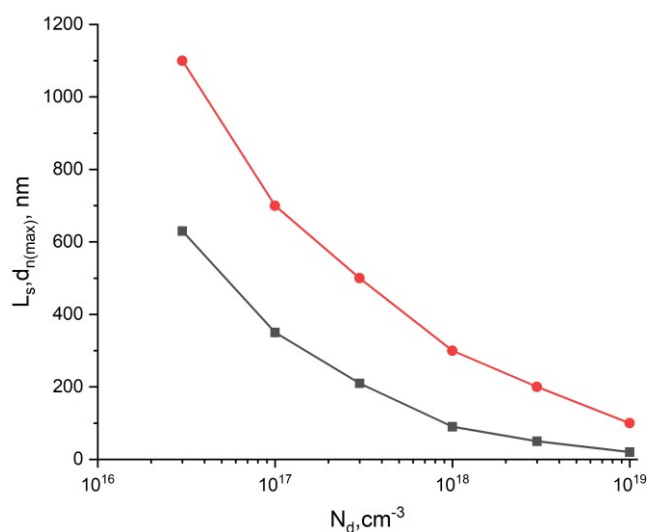


Рисунок 37. Изменение длины спиновой диффузии (нижняя кривая) и толщины слоя, при котором достигается максимум напряжения ИСХЭ (верхняя кривая) с ростом концентрации сурьмы [57]

Необходимо достичь значительно больших значений ИСХЭ, при этом уменьшая толщину слоя (рисунки 33–35). В случае легирования сурьмой сигнал ИСХЭ не наблюдался на фоне шумов, что согласуется с меньшим спин-орбитальным вкладом в рассеяние и малым спиновым углом Холла для сурьмы по

сравнению с висмутом. На рисунках 35 и 37 приведены графики зависимостей толщины слоя, при котором достигается максимум напряжения, и длин спиновой диффузии от концентрации для сурьмы и висмута. Видно, что и толщина слоя, и длина спиновой диффузии растут с уменьшением концентрации, однако толщина в зависимости от концентрации ведет себя менее монотонно, что, по-видимому, связано с тем, что конкурируют разные механизмы рассеяния, влияющие на максимум напряжения ИСХЭ.

2.2 Влияние рассеяния с переворотом спина на спиновый ток и обратный спиновый эффект Холла в кремнии, легированном висмутом, сурьмой или фосфором

В данном разделе представлены результаты расчетов напряжения ИСХЭ для различных примесей. Все расчеты сделаны для комнатной температуры (300К). Для слоя кремния, легированного фосфором, сурьмой или висмутом, спиновые углы Холла и времена спиновой релаксации выбирались с учетом значений параметра спин-орбитальной связи, представленных в таблице 2. Для различных доноров углы Холла спина были скорректированы согласно [100] как:

$$\theta_{SH} = \frac{\sigma_{xy}^s}{\sigma_{xx}} \propto \frac{\tau_s^{-1}}{\tau^{-1}} \propto \frac{c_{hd}(\tau_s^{hd})^{-1} + c_{ld}(\tau_s^{ld})^{-1}}{\tau^{-1}} \quad (51)$$

где τ^{-1} - скорость рассеяния импульса. При $c_{hd} = 0$ – доля атомов висмута (см. выражение 47), имеем $\theta_{SH} = \theta_{SH}^{min} \approx 10^{-5}$, а если $c_{hd} \approx 1$, $\theta_{SH} = \theta_{SH}^{max} \approx 3.5 \cdot 10^{-3}$ [8].

Как видно из рисунка 33, расчетные зависимости напряжения ИСХЭ от толщины слоя Si:Bi имеют максимум, который с увеличением концентрации висмута смещается в сторону меньших толщин. Физическая причина этого максимума следующая. При малой толщине ($d_n \ll \lambda_n$) напряжение растет, поскольку спин не релаксирует по всему слою и, следовательно, объем, в котором происходит переворот, увеличивается. При большой толщине ($d_n \gg \lambda_n$) напряжение падает, так как эффективный объем ИСХЭ не меняется, поскольку определяется λ_n ,

в то время как генерируемый ток более эффективно шунтируется в оставшемся объеме немагнитного слоя по мере роста d_n .

Таблица 2. Параметры спин-орбитального взаимодействия мелких доноров в кремнии

Элемент	Атомный номер	Δ_{so} , мэВ
Li	3	10^{-6}
P	15	0,022 [94]
As	33	0,1 [94]
Sb	51	0,3 [94]
Bi	83	1.0 [94]

Грубо оценить асимптотические зависимости напряжения ИСХЭ, используя выражение (57), в двух предельных случаях можно следующим образом:

$$V_{ISHE} = \frac{2e}{\hbar} j_s \theta_{SH} \cdot w_f \frac{d_n/2}{d_n \sigma_n + d_f \sigma_f} \quad d_n \ll \lambda_n \quad (52)$$

$$V_{ISHE} = \frac{2e}{\hbar} j_s \theta_{SH} \cdot w_f \frac{\lambda_n}{d_n \sigma_n + d_f \sigma_f} \quad d_n \gg \lambda_n \quad (53)$$

Эти асимптотики показаны на рисунке 43(а) для $N_{Bi} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ пунктирной линией. Приравнявая (52) и (53), получаем приблизительную оценку толщины слоя d_n^* , при которой напряжение ИСХЭ достигает максимума:

$$d_n^* = 2\lambda_s = 2\sqrt{D_s \tau_s} \quad (54)$$

где D_s — коэффициент спиновой диффузии, а τ_s зависит от N_{Bi} . Из рисунка 38(а) видно, что оценка (54) дает значение меньше $d_n^* \approx 76 \text{ нм}$ (для $N_{Bi} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$), чем численный расчет из-за грубости оценки.

Зависимость напряжения ИСХЭ в максимумах рисунка 33 от концентрации висмута представлена на рисунке 34. Мы видим, что эта кривая также имеет максимум. При малых N_{Bi} напряжение растет за счет роста спинового угла Холла согласно (52), а при высоких концентрациях висмута напряжение уменьшается из-

за увеличения вклада рассеяния на примесях с переворотом спина. Приняв приблизительную оценку максимума V_{ISHE} при d_n^* , определяемую из выражения (53), приближенно находим максимум из N_{Bi} , и получаем:

$$N_{Bi}^* = N_0 \left(\frac{2}{3} + \left(\frac{4\sigma_n \sqrt{D_s \tau_{Bi}^0}}{\sigma_f d_f} \right)^{\frac{2}{3}} \right) \quad (55)$$

где $\tau_{Bi}^0 = t_{Bi} N_0^{-1}$ – время спиновой релаксации висмута для $N_{Bi} = N_0$. Подставив параметры нашего расчета, имеем $N_{Bi}^* \approx 4,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и соответствующая ей оптимальная толщина $d_n^* \approx 110 \text{ нм}$. Видно, что она близка к максимуму численно рассчитанной кривой. Отметим, что найденная нами оптимальная концентрация Bi на порядок выше, чем в образце, исследованном в эксперименте [29]. Соответствующая ему оптимальная толщина слоя Si в четыре раза меньше, чем у экспериментального образца.

Напряжение ИСХЭ, соответствующее (55), определяется как:

$$V_{ISHE}^* = \frac{2e}{\hbar} j_s \theta_{SH}^{max} \frac{N_{Bi}^*}{N_{Bi}^* + N_0} \cdot w_f \frac{1}{2\sigma_n + \frac{d_f \sigma_f}{\sqrt{D_s \tau_{Bi}^0}} \sqrt{\frac{N_{Bi}^*}{N_0}}} \quad (56)$$

Согласно (55), оптимальная концентрация Bi уменьшается с увеличением толщины ферромагнитного слоя или его проводимости. Соответствующее ему напряжение ИСХЭ (56) также уменьшается из-за эффекта шунтирования в ферромагнетике. С другой стороны, если проводимость немагнитного слоя увеличивается, N_{Bi}^* также увеличивается. Однако соответствующее ему напряжение уменьшается, поскольку эффект шунтирования в слое Si больше, чем N_{Bi}^* .

Рисунок 38 показывает, что для n -Si:Bi:P можно достичь большего значения напряжения ИСХЭ (более $1 \text{ } \mu\text{В}$) при оптимальной концентрации Bi (больше, чем в эксперименте [29]) и толщины легированного слоя Si (меньше, чем в эксперименте [29]).

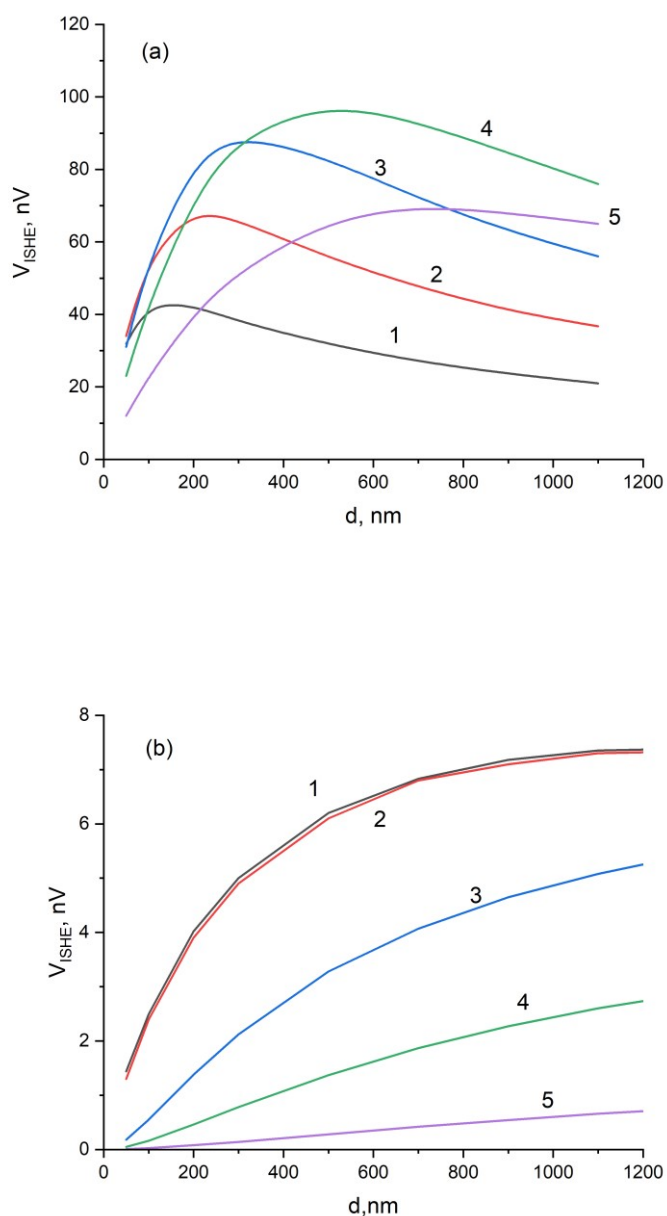


Рисунок 38. (а) Расчетное напряжение ИСХЭ в зависимости от толщины слоя кремния d_n для Si, легированного Sb до концентрации $N_{Sb} = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (1), $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (2), 10^{18} см^{-3} (3), $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (4), 10^{17} см^{-3} (5). (б) То же для Si, легированного P до концентрации $N_P = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (1), 10^{18} см^{-3} (2), $3,3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (3) и 10^{17} см^{-3} (4) [57]

Результаты аналогичных расчетов для легирования сурьмой и фосфором показаны на рисунках 38 (а) и (б) соответственно. Полученное напряжение ИСХЭ ниже, чем для Bi, что согласуется с более низкими константами спин-орбитального взаимодействия для Sb и P, согласно таблице 2. Как видно из рисунка 38, для

структур, легированных сурьмой, форма зависимостей аналогична висмуту, но значения напряжения значительно ниже. Структуры, легированные фосфором, демонстрируют очень малые напряжения ИСХЭ и не имеют ярко выраженного максимума по толщине слоя Si. Это обусловлено тем, что для получения достаточного преобразования спинового тока в зарядовый необходима высокая концентрация Р. Однако такая высокая концентрация приводит к высокой проводимости и, следовательно, к сильному шунтирующему эффекту. Наши расчеты объясняют экспериментальные данные для сурьмы и фосфора из [29], в которых сигнал ИСХЭ выше уровня шума не наблюдался.

Возможность изменения концентрации доноров спинового рассеяния в структурах Р_у/*n*-Si приводит к необходимости учета зависимости проводимости интерфейса и параметра затухания α от концентрации центров рассеяния. Действительная часть проводимости спинового смешения имеет вид [56]:

$$g_r^{\uparrow\downarrow} = \frac{2\sqrt{3}M_s\gamma d_F}{g\mu_B\omega} (W_{Py/Si} - W_{Py}), \quad (57)$$

где g , μ_B и ω – g -фактор, магнетон Бора и частота, $W_{Py} = 3,0$ мТл – спектральная ширина сигнала ФМР в Р_у (без слоя *n*-Si/Bi),

$$W_{Py/Si} = W_{Py} + \frac{C}{\gamma\tau_s}, \quad (58)$$

$W_{Py/Si}$ – спектральная ширина сигнала ФМР Р_у/*n*-Si:Bi. Величина W_{Py} и безразмерная константа $C \approx 4,25 \cdot 10^{-2}$ получены путем аппроксимации экспериментальных данных из [29]. Константа затухания определяется как [13]:

$$\alpha = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{\gamma}{\omega} W_{Py/Si}, \quad (59)$$

Результаты расчетов для тех же параметров, что и на рисунке 33, с учетом (57) и (58) показаны на рисунке 39(а). Сравнение напряжений ИСХЭ в максимумах зависимостей, представленных на рисунках 33 и 39(а), показано на рисунке 39(б). Сравнивая рисунок 39(а) с рисунком 33, можно видеть, что учет зависимости

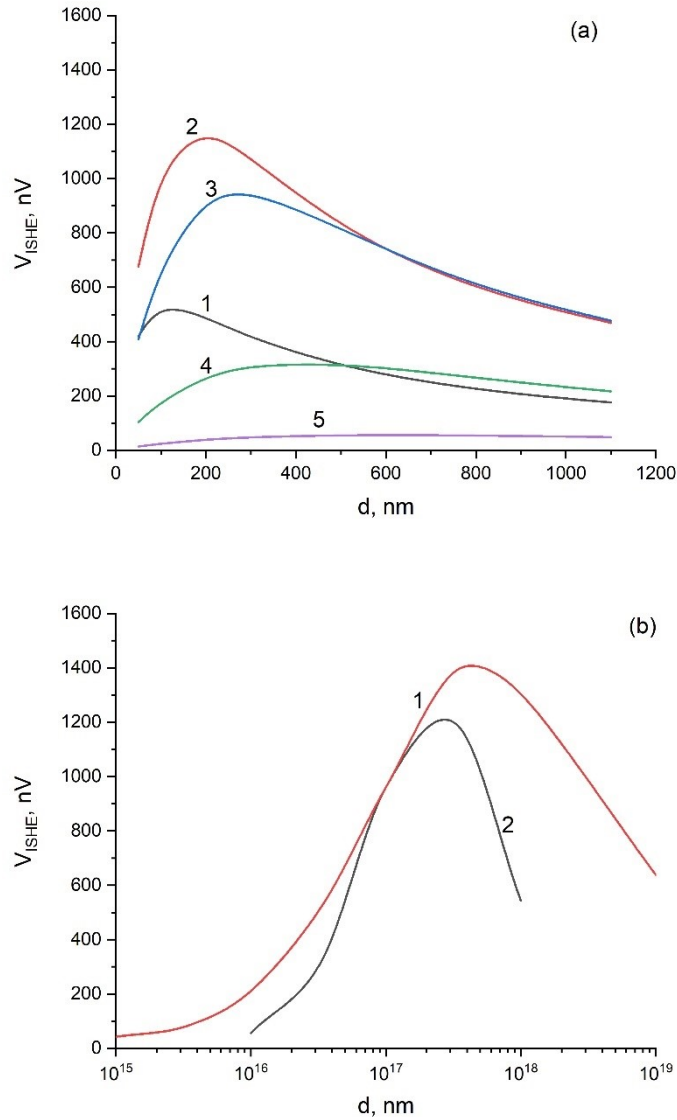


Рисунок 39. (а) Расчетное напряжение ИСХЭ в зависимости от толщины слоя кремния d_n для Si, легированного Bi до концентрации $N_{Bi} = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (1), $3,3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (2), 10^{17} cm^{-3} (3), $3,3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (4), 10^{16} cm^{-3} (5) получены с учетом зависимости проводимости интерфейса $g_r^{\uparrow\downarrow}$ и константы затухания α от концентрации центров рассеяния. (б) Напряжение ИСХЭ в максимумах зависимостей $V_{ISHE}(d_n)$ без (кривая 1) и с (кривая 2) коррекцией $g_r^{\uparrow\downarrow}$ и α [57]

проводимости интерфейса $g_r^{\uparrow\downarrow}$ и константы затухания α от концентрации рассеивающих центров существенно влияет на характер V_{ISHE} . Зависимости изменяются из-за того, что в модели спиновой накачки [13], [7] динамические компоненты намагниченности $m_x(t)$, $m_y(t)$ в условиях ФМР обратно

пропорциональны α , следовательно, спиновый ток обратно пропорционален α^2 .
Зависимость спинового тока от $g_r^{\uparrow\downarrow}$:

$$V_{ISHE} \propto \frac{g_r^{\uparrow\downarrow}}{\alpha^2} \quad (60)$$

Выражение (60) показывает, что при высокой концентрации висмута напряжение ИСХЭ значительно подавляется, поскольку α^2 растет быстрее, чем $g_r^{\uparrow\downarrow}$. При малых концентрациях висмута α в основном определяется собственным затуханием P_u и является постоянной, тогда как малое значение проводимости смешения подавляет V_{ISHE} . Таким образом, напряжение ИСХЭ, рассчитанное с учетом зависимостей $g_r^{\uparrow\downarrow}$ и α от N_{Bi} , меньше, чем рассчитанное для постоянных $g_r^{\uparrow\downarrow}$ и α (см. рисунок 39(б)). Два значения напряжения ИСХЭ близки друг к другу в районе $N_{Bi} = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что также можно увидеть, сравнивая кривую 3 на рисунке 39(а) с кривой 3 на рисунке 33.

Выводы к главе 5

1. На основе теории спиновой накачки и диффузионной модели проведены расчеты зависимости напряжения ИСХЭ от параметров слоев кремния, легированных различными донорами. Наша теория объясняет отсутствие сигнала ИСХЭ на шумовом фоне в эксперименте [29], когда слой кремния легирован только фосфором или сурьмой с концентрацией $N_d = (10^{17} \div 10^{19}) \text{ см}^{-3}$. Причиной является малый спин-орбитальный вклад в рассеяние и малый спиновый угол Холла для сурьмы и фосфора по сравнению с тяжелыми донорами, такими как висмут.
2. Показано, что в структуре $\text{Py}/n\text{-Si:Bi:P}$, в которой Si легирован P и тяжелым донором Bi, процесс спинового рассеяния с переворотом спина приводит к немонотонной зависимости напряжения ИСХЭ от концентрации тяжелого донора с сильной спин-орбитальной связью. Одновременное увеличение концентрации Bi и уменьшение толщины легированного слоя кремния приводит к значительно более высокому напряжению ИСХЭ по сравнению с существующим экспериментом [29]. Это объясняется большей вероятностью рассеяния и уменьшением длины спиновой диффузии с увеличением N_{Bi} . Учет зависимости проводимости спинового смешения и параметра затухания от концентрации тяжелых доноров в Si приводит к существенному снижению напряжения ИСХЭ как для очень малых, так и для очень высоких N_{Bi} . Однако максимум напряжения, достигнутый при концентрации висмута несколько единиц на 10^{17} см^{-3} для параметров эксперимента [29], остается практически неизменным.

Основные положения, выносимые на защиту, по главе 5

1. При генерации спиновых токов в кремнии методом спиновой накачки процессы рассеяния спинов с переворотом приводят к немонотонной зависимости напряжения ИСХЭ от концентрации тяжелого донора с большой спин-орбитальной связью. С ростом концентрации B_i можно достичь значительно большей вероятности рассеяния и, соответственно, значений ИСХЭ, но при этом уменьшая толщину легированного слоя кремния, из-за уменьшения длины спиновой диффузии с ростом N_{Bi} .

Заключение

В диссертационной работе показано, что несмотря на уширение линий ЭПР донорных электронов за счет случайных деформаций, создаваемых атомами германия, в изотопно-чистых монокристаллах $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ при $x < 3\%$ наблюдается изотопическое сужение линий ЭПР из-за уменьшения вклада от сверхтонких взаимодействий с ядрами ^{29}Si и ^{73}Ge .

Изучение доноров фосфора и лития в сплавах кремний-германий интересно тем, что они рассматриваются как спиновые зонды при изучении особенностей сплава $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$, имеющего важные практические применения в качестве барьерных слоев в структурах $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x/^{28}\text{Si}/^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ для создания спиновых кубитов.

Атомы германия существенно влияют на состояния электронов, локализованных при низких температурах на донорах в SiGe, а также их спиновые характеристики: резонансные частоты, параметры сверхтонких взаимодействий, скорости спиновой релаксации. Влияние германия следует учитывать при создании спиновых кубитов в полупроводниковых структурах Si/SiGe. В дальнейшем, на основе изотопно-чистых материалов будут получены эпитаксиальные гетероструктуры Si/SiGe методом молекулярно-пучковой эпитаксии.

Список сокращений и условных обозначений

ИСХЭ – инверсный спиновый эффект Холла

СН – спиновая накачка

СО – спин-орбитальный

СОВ – спин-орбитальное взаимодействие

СОП – спин-орбитальный потенциал

ССТВ – супер сверхтонкое взаимодействие

СТВ – сверхтонкое взаимодействие

СТК – константа сверхтонкого взаимодействия

СХЭ – спиновый эффект Холла

ПЭХ – планарный эффект Холла

ФМР – ферромагнитный резонанс

ЭДС – электродвижущая сила

ЭПР – электронный парамагнитный резонанс

ЭСР – электронный спиновый резонанс

ЯТ – Ян-Теллер

FM – ферромагнетик

NM – нормальный металл

Список работ, опубликованный автором по теме диссертации

Публикации в рецензируемых периодических изданиях, индексируемых в Scopus и рекомендованных ВАК РФ

1. Ezhevskii, A.A. Behavior of Phosphorus Donors in Bulk Single-Crystal Monoisotopic $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ Alloys / A.A. Ezhevskii, D.V. Guseinov, A.V. Sukhorukov, P.G. Sennikov, E.A. Kalinina, N.V. Abrosimov // Semiconductors. – 2020. – V. 54. – N. 9. – P. 1123–1126.
2. Ezhevskii, A.A. Behavior of Lithium Donors in Bulk Single-Crystal Monoisotopic $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ Alloys / A.A. Ezhevskii, D.V. Guseinov, A.V. Sukhorukov, P.G. Sennikov, E.A. Kalinina, N.V. Abrosimov // Semiconductors. – 2020. – V. 54. – N. 10. – P. 1336–1340.
3. Ezhevskii, A.A. Generation of Spin Currents in n-Si Doped with Phosphorus, Antimony, and Bismuth and the Role of Spin-Flip Scattering Processes / A.A. Ezhevskii, D.V. Guseinov, A.V. Sukhorukov, E.A. Kalinina, A.V. Novikov // Semiconductors. – 2021. – V. 55. – N. 8. – P. 654–658.
4. Ezhevskii, A.A. Impact of spin-flip scattering on spin current and inverse Spin-Hall effect in silicon doped by bismuth, antimony or phosphorus / A.A. Ezhevskii, D.V. Guseinov, A.V. Sukhorukov, E.A. Kalinina, E.A. Karashtin, D.V. Yurasov // Physica B: Condensed Matter. – 2023. – V. 674. – P. 415551.
5. Kalinina, E.A. Electron Spin Resonance of Lithium Related Donor Centers in Bulk $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ Crystals Enriched in ^{28}Si and ^{72}Ge Isotopes. / E.A. Kalinina, A.A. Ezhevskii, D.V. Guseinov, A.V. Sukhorukov, D.G. Zverev, F.F. Murzakhanov, N.V. Abrosimov // Applied Magnetic Resonance. – 2024. – V. 55. – P. 551–564

Доклады в материалах научных конференций

6. Поведение доноров лития в объемных монокристаллических моноизотопных сплавах $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ / А.А. Ежевский, А.В. Сухоруков, Д.В. Гусейнов, Е.А. Матвеева, Н.В. Абросимов // Труды XXIV Международного симпозиума "Нанозифика и нанозлектроника". – 2020. – Т. 2. – С. 565-566.

7. Поведение доноров фосфора в объемных монокристаллических моноизотопных сплавах $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ / А.А. Ежевский, А.В. Сухоруков, Д.В. Гусейнов, Е.А. Матвеева, Н.В. Абросимов // Труды XXIV Международного симпозиума "Нанопизика и нанопэлектроника". – 2020. – Т 2. – С. 567-56.
8. Магнитно-резонансные исследования состояний мелких доноров в монокристаллическом $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, обогащенном бесспиновыми изотопами ^{28}Si и ^{72}Ge / А.А. Ежевский, Е.А. Калинина, Д.В. Гусейнов, А.В. Сухоруков // Сборник тезисов XXV Нижегородской сессии молодых ученых (технические, естественные, гуманитарные науки). – 2020. – С. 231-232.
9. Процессы рассеяния спинов с переворотом и их влияние на генерацию спиновых токов в n-кремнии, легированном фосфором, сурьмой и висмутом / А.А. Ежевский, А.В. Сухоруков, Д.В. Гусейнов, Е.А. Калинина, А.А. Новиков, Д.В. Юрасов, Н.С. Гусев // Труды XXV Международного симпозиума "Нанопизика и нанопэлектроника". – 2021 – Т. 2. – С. 658-659.
10. Магнитно-резонансные исследования монокристаллов $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ / А.А. Ежевский, Е.А. Калинина, Д.В. Гусейнов, А.В. Сухоруков // Сборник тезисов 2-ой конференции «Физика конденсированных состояний». – 2021. – С.131.
11. Генерация и детектирование спиновых токов в структурах на основе кремния: Py/Si:Bi:P , Py/Si:Sb / Н.И. Аверина, А.А. Ежевский, Д.В. Гусейнов, А.В. Сухоруков И.А. Зубанов, Е.А. Калинина // Тезисы докладов Всероссийской научной молодежной конференции «Физика полупроводников и наноструктур, полупроводниковая опто- и нанопэлектроника». – 2021. – С.5.
12. Доноры лития в объемных монокристаллических моноизотопных сплавах $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ / И.А. Зубанов, А.А. Ежевский, Д.В. Гусейнов, А.В. Сухоруков Н.В. Абросимов Е.А. Калинина, Н.И. Аверина // Тезисы докладов Всероссийской научной молодежной конференции «Физика полупроводников и наноструктур, полупроводниковая опто- и нанопэлектроника». – 2021. – С.9.
13. Возбуждение ФМР и спиновых токов электрической компонентой микроволнового поля в структурах Py/n-Si:Bi с участием спин-орбитального

взаимодействия / Ежевский А.А., Гусейнов Д.В., Сухоруков А.В., Калинина Е.А. // Труды XXVI Международного симпозиума «Нанопфизика и нанопэлектроника». – 2022. – Т.1. – С. 236-237.

14. Спинотый ток в структурах Ру/n-Si: ФМР и инверсный спинотый эффект Холла. / Е. А. Калинина, А. А. Ежевский, Д. В. Гусейнов, Н. И. Аверина, Н. С. Гусев, Е. А. Караштин // Труды XXVIII Международного симпозиума «Нанопфизика и нанопэлектроника». – 2024. – Т. 1. – С. 250-251.
15. Спинотая релаксация доноров лития в изотопно-чистых монокристаллах $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ / Е. А. Калинина, А. А. Ежевский, Д. В. Гусейнов, А. В. Сухоруков, Д. Г. Зверев, Ф. Ф. Мурзаханов, Н. В. Абросимов // Труды XXVIII Международного симпозиума «Нанопфизика и нанопэлектроника». – 2024. – Т. 2. – С. 680-681.

Список литературы

- [1] Pla, J.J. A single-atom electron spin qubit in silicon / J.J. Pla, K.Y. Tan, J.P. Dehollain, et al. // *Nature*. – 2012. – V. 489. – P. 541-545.
- [2] Kawakami, E. Electrical control of a long-lived spin qubit in a Si/SiGe quantum dot / E. Kawakami, P. Scarlino, D.R. Ward, et al. // *Nature Nanotechnology*. – 2014. – V. 9 – P. 666-670.
- [3] Li, R. A crossbar network for silicon quantum dot qubits/ R. Li, L. Petit, D.P. Franke, et al. // *Science Advances*. – 2018. – V. 4. – eaar3960.
- [4] Kane, B. E. A silicon-based nuclear spin quantum computer / B. E. Kane // *Nature*. – 1998. – V. 393. – P. 133-137.
- [5] Sousa, R. Spin-dependent scattering in a silicon transistor / R. Sousa, Ch. C. Lo, J. Bokur // *Phys. Rev. B*. – 2009. – V. 80. – P. 045320.
- [6] Restrepo, O. D. First-Principles Theory of Spin Relaxation in Group-IV Materials / O. D. Restrepo, W. Windl // *Phys. Rev. Lett.* – 2012. – V. 109. – P. 166604.
- [7] Ando, K. Observation of the inverse spin Hall effect in Silicon / K. Ando, E. Saitoh // *Nature Commun.* – 2012. – V. 3. – P. 629.
- [8] Tetlow, H. Semiconductor spintronics: Tuning the spin Hall effect in Si / H. Tetlow, M. Gradhand // *Phys. Rev. B*. – 2013. – V. 87. – P. 075206.
- [9] Dyakonov, M. Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors / M. I. Dyakonov, V. I. Perel // *Phys. Lett.* – 1971. – 35A, – P. 459.
- [10] Hirsch, J. E. Spin Hall Effect / J. E. Hirsch // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – V. 83. – P. 1834.
- [11] Murakami, S. Dissipationless Quantum Spin Current at Room Temperature / S. Murakami, N. Nagaosa, S. C. Zhang // *Science*. – 2003. – V. 301. – P. 1348-1351.
- [12] Sinova, J. Universal Intrinsic Spin Hall Effect / J. Sinova, D. Culcer, Q. Niu, et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2004. – V. 92. – P. 126603.

- [13] Ando, K. Electric manipulation of spin relaxation using the spin Hall effect / K. Ando, S. Takahashi, K. Harii, K. Sasage, J. Ieda, S. Maekawa, E. Saitoh // *Phys. Rev. Lett.* – 2008. – V. 101. – P. 036601.
- [14] Ando, K. Measurement of spin current using spin relaxation modulation induced by spin injection / K. Ando, H. Nakayama, Y. Kajiwara, et al. // *Journal of Applied Physics.* – 2009. – V. 105. – N. 7.
- [15] Saitoh, E. Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect / E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, G. Tatara // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – V. 88. – P. 182509.
- [16] Ando, K. Angular dependence of inverse spin-Hall effect induced by spin pumping investigated in a $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Pt}$ thin film / K. Ando, Y. Kajiwara, S. Takahashi, et al. // *Phys. Rev. B.* – 2008. – V. 78. – P. 014413.
- [17] Inoue, H. Y. Detection of pure inverse spin-Hall effect induced by spin pumping at various excitation / H. Y. Inoue, K. Harii, K. Ando, et al. // *Journal of Applied Physics.* – 2007. – V. 102. – P. 083915.
- [18] Tserkovnyak, Y. Nonlocal magnetization dynamics in ferromagnetic heterostructures / Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. EW. Bauer // *Reviews of Modern Physics.* – 2005. – V. 77. – N. 4. – P. 1375-1421.
- [19] Ezhevskii, A.A. Electron Spin Resonance of Lithium Related Donor Centers in Bulk $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ Crystals Enriched in ^{28}Si and ^{72}Ge Isotopes / Ezhevskii, A.A. Kalinina, E.A. Guseinov, D.V. Sukhorukov, A.V. Zverev, D.G. Murzakhanov, F.F. Abrosimov, N.V. // *Applied Magnetic Resonance.* – 2024. – V. 55. – P. 551–564.
- [20] Hollmann, A. Large, tunable valley splitting and single-spin relaxation mechanisms in a $\text{Si}/\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ quantum dot / A. Hollmann, T. Struck, V. Langrock, et al. // *Phys. Rev. Applied.* – 2020. – V. 13. – P. 034068.
- [21] Ezhevskii, A. A. Behavior of Phosphorus Donors in Bulk Single-Crystal Monoisotopic $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ Alloys / A. A. Ezhevskii, P. G. Sennikov, D. V.

- Guseinov, A. V. Soukhorukov, E. A. Kalinina, and N. V. Abrosimov // *Semiconductors*. – 2020. – V. 54. – N. 9. – P. 1123–1126.
- [22] Ezhevskii, A. A. Behavior of Lithium Donors in Bulk Single-Crystal Monoisotopic $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ Alloys / A. A. Ezhevskii, P. G. Sennikov, D. V. Guseinov, A. V. Soukhorukov, E. A. Kalinina, and N. V. Abrosimov // *Semiconductors*. – 2020. – V. 54. – N. 10. – P. 1336–1340.
- [23] Klos, J. Atomistic Compositional Details and Their Importance for Spin Qubits in Isotope-Purified Silicon Quantum Wells / Jan Klos, Jan Tröger, Jens Keutgen, et al. // *Advanced Science*. – 2024. – P. 2407442.
- [24] Ежевский, А.А. Исследование спектров электронного спинового резонанса в гетерослоях SiGe/Si, легированных фосфором / А.А. Ежевский, С.А. Попков, А.В. Сухоруков, Д.В. Гусейнов, О.А. Кузнецов, В.Г. Шенгуров, С.А. Денисов // *Известия РАН. Серия физическая*. – 2012. – Т. 76. – С. 231.
- [25] Ramdas, A.K. Spectroscopy of the solid-state analogues of the hydrogen atom: donors and acceptors in semiconductors / A.K. Ramdas, S. Rodriguez // *Reports on Progress in Physics*. – 1981. – V. 44. – P. 1297.
- [26] Mayur, A.J. Redetermination of the valley-orbit (chemical) splitting of the 1s ground state of group-V donors in silicon / A.J. Mayur, M.D. Sciacca, A.K. Ramdas, S. Rodriguez // *Phys. Rev. B*. – 1993. – V. 48. – P. 10893.
- [27] Song, Y. Donor-Driven Spin Relaxation in Multivalley Semiconductors / Y. Song, O. Chalaev, and H. Dery // *Phys. Rev. Lett.* – 2014. – V. 113. – P. 167201.
- [28] Song, Y. Analysis of phonon-induced spin relaxation processes in silicon / Y. Song, H. Dery // *Phys. Rev. B*. – 2012. – V. 86. – P. 085201.
- [29] Ezhevskii, A.A. Spin pump induced inverse spin Hall effect observed in Bi-doped *n*-type Si / A.A. Ezhevskii, D.V. Guseinov, A.V. Soukhorukov, A.V. Novikov, D.V. Yurasov, and N.S. Gusev // *Phys. Rev. B*. – 2020. V. 101. – P. 195202.
- [30] Terhal, B.M. Quantum error correction for quantum memories / B.M. Terhal // *Rev. Mod. Phys.* – 2015. – V. 87. – P. 307.

- [31] Dennis, E. Topological quantum memory / E. Dennis, A. Kitaev, A. Landahl, J. Preskill // J. Math. Phys. – 2002. – V. 43. – P. 4452-4505.
- [32] Fowler, A. Surface codes: Towards practical large-scale quantum computation / A. Fowler, M. Mariantoni, J.M. Martinis, A.N. Cleland // Phys. Rev. A. – 2012. – V. 86. – P. 032324.
- [33] Kok, P. Linear optical quantum computing with photonic qubits / P. Kok, M.J. Munro, K. Nemoto, et al. // Rev. Mod Phys. – 2007. – V. 79. – P. 135-174.
- [34] Brown, K. R. Single-qubit-gate error below 10^{-4} in a trapped ion / K. R. Brown, A.C. Wilson, Y. Colombe, et al. // Phys. Rev. A. – 2011. – V. 84, 030303(R).
- [35] Watkins, G.D. Electron Paramagnetic Resonance Studies of a System with Orbital Degeneracy: The Lithium Donor in Silicon / G.D. Watkins, S.F. Ham // Phys. Rev. B. – V. 1. – P. 4071.
- [36] Ezhevskii, A.A. Investigation of the Structure of the Ground State of Lithium Donor Centers in Silicon Enriched in ^{28}Si Isotope and the Influence of Internal Strain in the Crystal on This Structure / A.A. Ezhevskii, S.A. Popkov, A.V. Soukhorukov, D.V. Guseinov, N.V. Abrosimov, H. Riemann // Semiconductors. – 2012. – V. 46. – P. 1437–1442.
- [37] Ezhevskii, A.A. Monoisotopic ^{28}Si in Spin Resonance Spectroscopy of Electrons Localized on Shallow Donors / A.A. Ezhevskii, S.A. Popkov, A.V. Soukhorukov, D.V. Guseinov, A.A. Konakov, N.V. Abrosimov, H. Riemann // Solid State Phenomena. – 2014. – V. 205. – P. 191.
- [38] Ezhevskii, A.A. Electron paramagnetic resonance spectroscopy of lithium donors in monoisotopic silicon / A.A. Ezhevskii, A.V. Soukhorukov, D.V. Guseinov, A.V. Gusev // Physica B: Condensed Matter. – 2009. – V. 404. – P. 5063-5065.
- [39] George, R. E. Electron Spin Coherence and Electron Nuclear Double Resonance of Bi Donors in Natural Si / R. E. George, W. Witzel, H. Riemann, N.V. Abrosimov, et al. // Phys. Rev. Lett. – 2010. – V. 105. – P. 067601.

- [40] Магнитные резонансы в твёрдых телах: учебное пособие / Е.С. Демидов, А.А. Ежевский, В.В. Карзанов – 2-е изд., перераб. и доп. – Нижний Новгород, 2019. – 158 с.
- [41] Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов / А. Абрагам, Б. Блيني – Москва: Мир, 1972. – Т. 1. – 652 с.
- [42] Emtsev, V.V. Jr. High-resolution magnetic-resonance spectroscopy of thermal donors in silicon / V.V. Emtsev Jr., C.A.J. Ammerlaan, A.A. Ezhevskii, A.V. Gusev // *Physica B* – 2006. – V. 376. – P. 45–49.
- [43] Zutic, I. Spintronics: Fundamentals and applications / I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma // *Rev. Mod. Phys.* – 2004. – V. 76. – P. 323-386.
- [44] Orbach, R. Spin-lattice relaxation in rare-earth salts / R. Orbach // *Proc. Roy. Soc.* – 1961. – V. A264. – P. 458-484.
- [45] Blume, M. Spin-Lattice Relaxation of S-State Ions: Mn^{2+} in a Cubic Environment / M. Blume, R. Orbach // *Phys. Rev.* – 1962. – V. 127. – P. 1587.
- [46] Fert, A. Semiconductors between spin-polarized source and drain / A. Fert, J.-M. George, H. Jaffres, R. Mattana // *IEEE Transactions on electron devices.* – 2007. – V. 54. – P. 921-932.
- [47] Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials / Helmut Kronmüller, Stuart Parkin. – 2007. – P. 3064.
- [48] Murakami, S. Intrinsic Spin Hall Effect / S. Murakami // *Adv. in Solid State Phys.* – 2005. – V. 45. – P. 197-209.
- [49] Dyakonov, M.I. On spin orientation of electrons in interband absorption of light in semiconductors / M.I. Dyakonov, V.I. Perel // *Zh. Eksp. Ter. Fiz.* – 1971. V.60(5). – P. 1954-1963.
- [50] Karplus, R. Hall Effect in Ferromagnetism / R. Karplus, J.M. Luttinger // *Phys. Rev. B.* – 1954. – V. 95. – P. 1154.
- [51] Nozieres, P. A simple theory of the anomalous Hall effect in semiconductors / P. Nozieres, C. Lewiner // *Journal de Physique.* – 1973. – V. 34. – P. 901.

- [52] Course of Theoretical Physics vol III / Landau L. D. and Lifshitz E. M. – Oxford: Butterworth-Heinemann. – 1964.
- [53] Ando, K. Inverse spin-Hall effect induced by spin pumping in metallic system / K. Ando, S. Takahashi, J. Ieda, Y. Kajiwara, H. Nakayama, et al. // J. Appl. Phys. – 2011. – V. 109. – P. 103913.
- [54] Vignale G. Ten Years of Spin Hall Effect / G. Vignale // J. Supercond Nov. Magn. – 2010. – V. 23 – P. 3–10.
- [55] Mizukami, S. The study on ferromagnetic resonance linewidth for NM/⁸⁰NiFe/NM (NM= Cu, Ta, Pd and Pt) films / S. Mizukami, Y. Ando, T. Miyazaki // Jpn. J. Appl. Phys. – 2001. – V. 40. – P. 580.
- [56] Shikoh, E. Spin-Pump-Induced Spin Transport in *p*-Type Si at Room Temperature / E. Shikoh, K. Ando, K. Kubo, et al. // Phys. Rev. Lett. – 2013. – V. 110. – P. 127201.
- [57] Ezhevskii, A. A. Impact of spin-flip scattering on spin current and inverse Spin-Hall effect in silicon doped by bismuth, antimony or phosphorus / A. A. Ezhevskii, D. V. Guseinov, A. V. Soukhorukov, et al. // Physica B: Condensed Matter. – 2024. – V. 674. – P. 415551.
- [58] Dubowik, J. Non-Negligible Imaginary Part of the Spin-Mixing Conductance and its Impact on Magnetization Dynamics in Heavy-Metal–Ferromagnet Bilayers / J. Dubowik, P. Graczyk, A. Krysztofik, et al. // Phys. Rev. Applied. – 2020. – V. 13. – P. 054011.
- [59] Soukhorukov, A. V. The impurity spin-dependent scattering effects in the transport and spin resonance of conduction electrons in bismuth doped silicon / A. V. Soukhorukov, D. V. Guseinov, A. V. Kudrin, et al. // Solid State Phenom. – 2016. – V. 242. – P. 327-331.
- [60] Ezhevskii, A. A. The spin-flip scattering effect in the spin transport in silicon doped with bismuth / A. A. Ezhevskii, A. P. Detochenko, A. V. Soukhorukov, et al. // J. Phys. Conf. Series. – 2017. – V. 816. – P. 012001.

- [61] Onoda, M. Topological Nature of Anomalous Hall Effect in Ferromagnets / M. Onoda, N. J. Nagaosa // Journal of the Physical Society of Japan. – 2002. – V. 71. – P. 19-22.
- [62] Jungwirth, T. Anomalous Hall Effect in Ferromagnetic Semiconductors / T. Jungwirth, Q. Niu, A.H. MacDonald // Phys. Rev. Lett. – 2002. – V. 88. – P. 207208.
- [63] Smit, J. The spontaneous Hall effect in ferromagnetics I / J. Smit // Physica. – 1955. – V. 21. – P. 877 - 887.
- [64] Smit, J. The spontaneous Hall effect in ferromagnetics II / J. Smit // Physica. – 1958. – V. 24. – P. 39-51.
- [65] Berger, L. Influence of spin-orbit interaction on the transport processes in ferromagnetic nickel alloys, in the presence of a degeneracy of the 3d band / L. Berger // Physica. – 1964. – V. 30. – P. 1141-1159.
- [66] Berger, L. Side-jump mechanism for the Hall effect of ferromagnets / L. Berger // Phys. Rev. B. – 1970. – V. 2. – P. 4559.
- [67] Karplus, R. Hall effect in ferromagnetics / R. Karplus, J. M. Luttinger // Phys. Rev. – 1954. – V. 95. – P. 1154.
- [68] Freimuth, F. Anisotropic spin Hall effect from first principles / F. Freimuth, S. Blugel, Y. Mokrousov // Phys. Rev. Lett. – 2010. – V. 105. – P. 246602.
- [69] Sushkov, O.P. Does the side jump effect exist / O.P. Sushkov, A. I. Milstein, M. Mori, S. Maekawa // e-print, 2012. – URL: <https://arxiv.org/pdf/1211.2372.pdf>
- [70] Tserkovnyak, Y. Enhanced Gilbert Damping in Thin Ferromagnetic Films / Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Bauer // Phys. Rev. Lett. – 2002. – V. 88. – P. 117601.
- [71] Wei, D. Spin Hall voltages from a.c. and d.c. spin currents / D. Wei, M. Obstbaum, M. Ribow, C. H. Back, G. Woltersdorf // Nat. Commun. – 2014. – V. 5. – P. 3768.
- [72] Ando, K. Photoinduced inverse spin-Hall effect: Conversion of light-polarization information into electric voltage / K. Ando, M. Morikawa, T.

- Trypiniotis, Y. Fujikawa, C. H. W. Barnes, E. Saitoh // *Journal of Applied Physics*. – 2010. – V. 96. – P. 082502.
- [73] Jain, A. Crossover from spin accumulation into interface states to spin injection in the germanium conduction band / A. Jain, J.-C. Rojas-Sanchez, M. Cubukcu, et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2012. – V. 109. – P. 106063.
- [74] Watanabe, S. Polaron spin current transport in organic semiconductors / S. Watanabe, K. Ando, K. Kang, et al. // *Nature Physics*. – 2014. – V. 10. – P. 308-313.
- [75] Tserkovnyak, Y. Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers / Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G. E. W. Bauer // *Phys. Rev. B*. – 2002. – V. 66. – P. 224403.
- [76] Slonczewski, J. C. Current-Driven Excitation of Magnetic Multilayers / J. C. Slonczewski // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 1996. – V. 159. – L1-L7.
- [77] Slonczewski, J. C. Excitation of Spin Waves by an Electric Current / J. C. Slonczewski // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 1999. – V. 195. – L261-L268.
- [78] Harder, M. Electrical detection of magnetization dynamics via spin rectification effects / M. Harder, Y. Gui, and C. Hu // *Physics Reports*. – 2016. – V. 661. – P. 1-59.
- [79] McGuire, T. R. Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys / T. R. McGuire and R. I. Potter // *IEEE Transactions on Magnetics*. – 1975. – V. 11. – P. 1018.
- [80] Пул, Ч. Техника ЭПР-спектроскопии / Ч. Пул; пер. с англ. под ред. Л. Л. Декабруна. – М.: Мир, 1970. – 557 с.
- [81] Bloch, F. Nuclear Induction / F. Bloch // *Phys. Rev.* – 1946. – V. 70. – P.460.
- [82] Kohn, W. Hyperfine Splitting of Donor States in Silicon / W. Kohn, J.M. Luttinger // *Phys. Rev. B*. – 1955. – V. 97. – P. 883.
- [83] Импульсный режим спектрометра ЭПР. Настройка спектрометра, измерение спектров ЭПР и релаксационных зависимостей на примере

- спектрометра X-диапазона фирмы Брукер серии ElexSys / Ф.Ф. Мурзаханов, Г.В. Мамин, Р.В. Юсупов, А.В. Дуглав, М.Р. Гафуров – Казань, 2023. – 69 с.
- [84] Ежевский, А.А. Поведение доноров фосфора в объемных монокристаллических моноизотопных сплавах $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$ / А.А. Ежевский, Д.В. Гусейнов, А.В. Сухоруков, Е.А. Матвеева, Н.В. Абросимов // Труды XXIV Международного симпозиума “Нанозифизика и нанозлектроника” (Нижний Новгород, 10–13 марта 2020 г.). – 2020. – Т. 2. – С. 567.
- [85] Castner, T.G. Orbach Spin-Lattice Relaxation of Shallow Donors in Silicon / T.G. Castner // Phys. Rev. – 1967. – V. 155. – P. 816.
- [86] Бугай, А.А. Изучение локальных искажений ячеечного потенциала доноров в сплаве $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ методами ЭПР и спин-решеточной релаксации / А.А. Бугай, В.М. Максименко, Е.И. Неймарк, Б.Д. Шанина, В.Г. Грачев, В.И. Шаховцов // ФТТ. – 1984. – Т. 26. С. 3338.
- [87] Wilson D.K. Electron Spin Resonance Experiments on Donors in Silicon. Investigation of Excited States by the Application of Uniaxial Stress and Their Importance in Relaxation Processes / D.K. Wilson, G. Feher // Phys. Rev. – 1961. – V. 124. – P. 1068.
- [88] Вейнгер, А.И. Проявление в электронном парамагнитном резонансе эффекта кластеризации атомов Ge в сплавах $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ / А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек, С.И. Голощапов, Н.В. Абросимов // ФТП. – 2007. – Т. 41. – С. 687.
- [89] Honig A. Electron Spin Resonance of an Impurity Level in Silicon / A. Honig, A.F. Kip // Phys. Rev. – 1954. – V. 95. – P. 1986.
- [90] Feher, G. Electron Spin Resonance Experiments on Donors in Silicon. I. Electronic Structure of Donors by the Electron Nuclear Double Resonance Technique / G. Feher // Phys. Rev. – 1959. – V. 114. – P. 1219.

- [91] Murakami, K. Motional effects between on-center and off-center substitutional nitrogen in silicon / K. Murakami, H. Kuribayashi, and K. Masuda // *Phys. Rev. B.* – 1988. – V. 38. – P. 1589.
- [92] Brower, K.L. Deep-level nitrogen centers in laser-annealed ion-implanted silicon / K.L. Brower // *Phys. Rev. B.* – 1982. – V. 26. – P. 6040.
- [93] Phillips, W. A. Two-level states in glasses / W. A. Phillips // *Rep. Prog. Phys.* – 1987. – V. 50. – P. 1657-1708.
- [94] Elliott, R.J. Theory of the Effect of Spin-Orbit Coupling on Magnetic Resonance in Some Semiconductors / R.J. Elliott // *Phys. Rev.* – 1954. – V. 96. – P. 266.
- [95] Yafet, Y. g Factors and Spin-Lattice Relaxation of Conduction Electrons / Y. Yafet // *Solid State Physics.* – 1963. – V. 14. – P. 1-98.
- [96] Rortais, F. Induced spin-orbit coupling in silicon thin films by bismuth doping / F. Rortais, S. Lee, R. Ohshima, S. Dushenko, Y. Ando, M. Shiraishi // *Appl. Phys. Lett.* – 2018. – V. 113. – P. 122408.
- [97] Cheng, J.L. Theory of the Spin Relaxation of Conduction Electrons in Silicon / J.L. Cheng, M.W. Wu, J. Fabian // *Phys. Rev. Lett.* – 2010. – V. 104. – P. 016601.
- [98] Ezhevskii, A.A. Spin relaxation and spin-diffusion length of conduction electrons in silicon with different compositions of isotopes / A.A. Ezhevskii, A.V. Soukhorukov, D.V. Guseinov, S.A. Popkov, A.V. Gusev, V.A. Gavva // *AIP Conf. Proc.* – 2011. – V. 1399. – P. 743.
- [99] Konakov, A.A. Temperature and donor concentration dependence of the conduction electron Lande g-factor in silicon / A.A. Konakov, A.A. Ezhevskii, A.V. Soukhorukov, D.V. Guseinov, S.A. Popkov, V.A. Burdov // *AIP Conf. Proc.* – 2013. – V. 1566. – P. 321.
- [100] Hankiewiczand, E.M. Spin-Hall effect and spin-Coulomb drag in doped semiconductors / E.M. Hankiewiczand, G. Vignale // *Journal of Physics: Condensed Matter.* – 2009. – V. 21. – P. 253202.

- [101] Gradhand, M. Extrinsic Spin Hall Effect from First Principles / M. Gradhand, D.V. Fedorov, P. Zahn, I. Mertig // Phys. Rev. Lett. – 2010. – V. 104. – P. 186403.