

ВЛИЯНИЕ ИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА СПИН-ЗАВИСИМЫЙ ТРАНСПОРТ В СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДАХ CoPt/GaAs/InGaAs

*И. Л. Калентьева, П. Б. Дёмина, М. В. Ведь**, М. В. Дорохин, А. В. Здравейцев,
Ю. А. Данилов, Н. В. Байдусь, Ю. А. Дудин, Е. И. Малышева

*Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского
603022, Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 19 сентября 2024 г.,
после переработки 29 ноября 2024 г.
Принята к публикации 2 декабря 2024 г.

Исследовано влияние дефектообразования на времена спиновой релаксации и рекомбинации носителей заряда в спиновых светоизлучающих диодах с ферромагнитным инжектирующим контактом CoPt/Al₂O₃/GaAs. Контролируемое дефектообразование осуществлялось путем облучения сформированных диодов ионами He⁺ с флюенсом 10¹² см⁻² и энергией 20 кэВ. Показано, что после облучения рекомбинационное время жизни в структурах существенно снижается, но время спиновой релаксации носителей, напротив, не претерпевает существенных изменений. В результате ионное облучение и сопутствующее образование вакансий обуславливают повышение степени циркулярной поляризации электролюминесценции спиновых светоизлучающих диодов за счет повышения отношения времени спиновой релаксации ко времени жизни (τ_s/τ_R). Полученный эффект сопровождается гашением электролюминесценции, что ставит под сомнение возможность применения данного метода в спиновых светоизлучающих диодах. Однако в приборах спинтроники, использующих спин-зависимый транспорт, возможность повышения времени спиновой релаксации при ионном облучении положительно скажется на эффективности их работы.

DOI: 10.31857/S004445102504011X

1. ВВЕДЕНИЕ

Спин-зависимые явления в полупроводниковых структурах активно исследуются на протяжении более чем 20 лет [1–4]. Интерес к таким явлениям обусловлен потенциалом для их практического применения в микро- и оптоэлектронике с целью создания дополнительных инструментов для хранения и обработки информации за счет записи и считывания значения спина носителей заряда в качестве одного бита (так называемой «спиновой степени свободы» [1–4]). В основе всех подобных явлений лежит создание в полупроводнике или в отдельных его частях ансамбля носителей заряда с преимущественным значением спина (ненулевой спиновой поляризации или спин-поляризованных носителей заряда). Под ненулевой спиновой поляризацией понимается

разница между концентрациями свободных носителей заряда с основным спином (для определенности +1/2 или «спин-вверх») и неосновным спином (–1/2 или «спин-вниз»). В «классических» полупроводниковых структурах, используемых в микроэлектронике (на основе Si или A³B⁵), равновесная спиновая поляризация равна нулю, т. е. концентрация носителей заряда с одним спином равна концентрации носителей с противоположным спином. Создание ансамбля спин-поляризованных носителей возможно за счет внешнего воздействия (спиновая инжекция [5], оптическая ориентация [6]) либо за счет введения в полупроводник областей ферромагнитного материала (например, в виде тонких пленок [7, 8]). В первом случае в результате внешнего воздействия создается неравновесная спиновая поляризация, которая при снятии воздействия должна вернуться в исходное состояние за счет процессов спиновой релаксации [5, 6]. Спиновая релаксация наряду с генерацией спин-поляризованных но-

* E-mail: ved@nifti.unn.ru

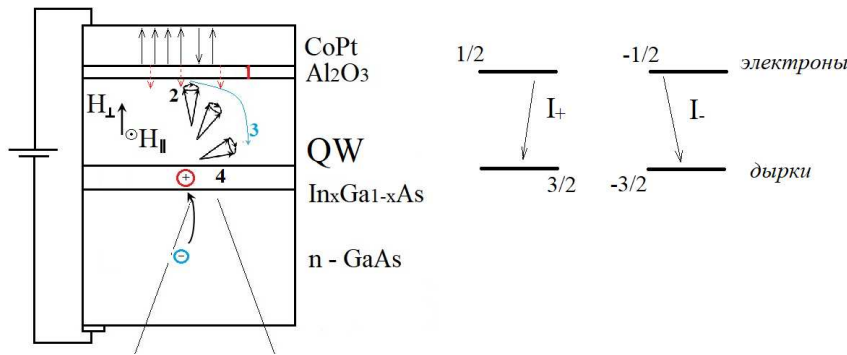


Рис. 1. Слева: схема работы спинового светоизлучающего диода на базе полупроводниковой структуры с напряженной квантовой ямой InGaAs/GaAs. На схеме показаны основные процессы, протекающие при работе прибора: 1 — инжекция спин-поляризованных носителей из намагниченного ферромагнитного электрода, 2 — спиновая релаксация, 3 — прецессия спинов инжектированных носителей по мере переноса от инжектора к активной области, 4 — излучательная рекомбинация с испусканием частично циркулярно поляризованного света. Справа: схема оптических переходов с участием спин-поляризованных носителей в напряженной квантовой яме InGaAs

носителей в полупроводнике является одним из ключевых физических процессов, используемых в спиновой электронике. Внешние воздействия обеспечивают ориентацию спинов и таким образом осуществляют кодирование бита информации в значении спина электрона. Процесс спиновой релаксации определяет длительность сохранения спинов в неравновесном состоянии, а следовательно, и конфигурацию полупроводниковых структур, использующих спин-поляризованное состояние для обработки и передачи информации.

Одним из первых примеров оптоэлектронного прибора, работа которого зависит и от процессов генерации спинов, и от процессов спиновой релаксации, является спиновый светоизлучающий диод (ССИД) [5, 9]. Данный прибор имеет конструкцию светоизлучающего диода, но отличается от него наличием ферромагнитного инжектирующего контакта. Неравновесная спиновая поляризация в активной области светоизлучающего диода создается за счет электрической инжекции спин-поляризованных носителей из намагниченного ферромагнитного электрода. Излучательная рекомбинация с участием спин-поляризованных носителей заряда сопровождается испусканием циркулярно поляризованного света (рис. 1), причем степень циркулярной поляризации света однозначно связана со степенью спиновой поляризации носителей заряда [5]. Спиновая релаксация в этом приборе обуславливает уменьшение спиновой поляризации по мере удаления активной области от границы полупроводника и ферромагнитного электрода [10–12]. Неоднородности состава ферромагнитного инжектора обу-

словливают возникновение внутреннего магнитного поля, приводящего к прецессии спина. Таким образом, при переносе носителей от инжектора к активной области протекают процессы, стремящиеся вернуть спиновую поляризацию в равновесное состояние; чем больше время между моментами инжекции и рекомбинации носителей, тем ниже степень циркулярной поляризации. Согласно [2, 13] количественно степень циркулярной поляризации света можно оценить двумя параметрами, а именно временем спиновой релаксации τ_S и рекомбинационным временем жизни τ_R . Для простейшего случая активной области ССИД, содержащей только состояния для электронов и тяжелых дырок, можно записать:

$$P_{EL} = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-} = \frac{P_{fm} \exp(-x/l)}{1 + (\tau_S/\tau_R)}, \quad (1)$$

где I_+ (I_-) — интенсивность электролюминесцентного (ЭЛ) излучения, циркулярно поляризованного по левому (правому) кругу, n_+ (n_-) — концентрация носителей со спином «вверх» («вниз»), $(n_+ - n_-)/(n_+ + n_-)$ — степень спиновой поляризации носителей заряда, P_{fm} — степень равновесной спиновой поляризации носителей в ферромагнетике [5], l — длина спиновой диффузии в полупроводнике. Такая ситуация реализуется, например, для активной области в виде напряженной квантовой ямы InGaAs/GaAs.

Выражение (1) справедливо в случае сравнительно небольшого внешнего магнитного поля и при условии высокого контактного сопротивления на границе ферромагнетик/полупроводник, что вполне соответствует большинству рассматриваемых в литературе систем. Подчеркнем, что в намагниченном

ферромагнетике имеет место равновесная спиновая поляризация, значение которой P_{fm} не изменяется в отсутствие внешних воздействий. В простейшем случае степень циркулярной поляризации ЭЛ светоизлучающего диода пропорциональна степени спиновой поляризации инжектированных из металла носителей, причем из металла могут инжектироваться как спин-поляризованные электроны, так и спин-поляризованные дырки [10]. Важнейшими видами из соотношения (1) являются следующие:

— экспоненциальный спад степени поляризации по мере удаления активной области от границы между металлическим инжектором и полупроводником;

— степень циркулярной поляризации зависит от скоростей рекомбинации и спиновой релаксации. В случае быстрой спиновой релаксации даже при 100-процентной начальной спиновой поляризации степень циркулярной поляризации будет равна нулю. При малом рекомбинационном времени жизни процессы спиновой релаксации не успевают изменить начальную поляризацию, тогда степень циркулярной поляризации равна степени спиновой поляризации носителей в полупроводнике (в случае напряженной квантовой ямы, когда в оптических переходах участвуют только тяжелые дырки).

В работах, посвященных исследованию спиновой инжекции, не рассматривается возможность манипуляции рекомбинационным временем жизни и/или временем спиновой релаксации. Как правило, формируется полупроводниковая структура оптического качества, в которой указанные параметры рассматриваются как собственное свойство материала [11–13]. Зачастую соотношение (1) в работах по спиновой инжекции не обсуждается. В настоящей работе предложен технологический способ управления величинами τ_S и τ_R посредством создания радиационных дефектов при имплантации ионов He^+ . С этой целью сформированы спиновые светоизлучающие диоды, для которых ранее [13, 14] была продемонстрирована возможность спиновой инжекции и регистрации циркулярно поляризованного электролюминесцентного излучения. Показано, что индуцированные ионной бомбардировкой радиационные дефекты обуславливают снижение интенсивности электролюминесценции за счет повышения скорости безызлучательной рекомбинации. В то же время значение степени циркулярной поляризации электролюминесценции в диодах, подверженных имплантации, повышается вследствие незначительного изменения вре-

мени спиновой релаксации. Поэтому одновременно со снижением интенсивности ионная бомбардировка обеспечивает повышение степени циркулярной поляризации электролюминесценции.

2. ВЫРАЩИВАНИЕ СТРУКТУР

Полупроводниковая часть светоизлучающих диодов, представляющая собой гетероструктуру с квантовой ямой $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}/\text{GaAs}$, была выращена методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений на подложках $n\text{-GaAs}$. Толщина квантовой ямы составила 10 нм, расстояние от квантовой ямы до поверхности структуры (толщина покровного слоя d_s) варьировалось в пределах 150–260 нм. После окончания эпитаксиального роста на поверхность структур методом электронно-лучевого испарения в высоком вакууме в едином технологическом процессе осаждались тонкий (1 нм) слой диэлектрика Al_2O_3 и металлическая пленка на основе сплава CoPt . Таким образом формировался контакт Шоттки на основе системы ферромагнитный металл/туннельно-тонкий диэлектрик/полупроводник. Формирование металлического контакта осуществлялось путем поочередного нанесения слоев Co и Pt в количестве 10 периодов. Технологически контакт представлял собой многослойную структуру $[\text{Co}(0.3\text{ нм})/\text{Pt}(0.5\text{ нм})]_{10}$. Мезоструктуры диодов диаметром 500 мкм изготавливались методом фотолитографии и химического травления. Омический контакт к подложке $n^+\text{-GaAs}$ формировался искровым вжиганием оловянной фольги. Фазовый состав, кристаллическая структура и магнитные свойства сформированных пленок CoPt были исследованы ранее в работах [13–15]. В цитированных работах также обсуждались особенности инжекции спин-поляризованных носителей заряда в исследованных структурах и их электролюминесцентные свойства.

Для модуляции времени спиновой релаксации и рекомбинационного времени жизни в приповерхностную область части диодов специально вводились радиационные дефекты. Для этого сформированные диодные структуры облучались ионами He^+ с флюенсом $1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и энергией 20 кэВ. Эксперименты выполнены на ускорителе ИЛУ-3; выбор флюенса ионов гелия был сделан с учетом расчетов распределения возникающих дефектов по глубине структур, проведенных с использованием программы SRIM [16]. Принимая во внимание массу и энергию ионов, полагаем, что в облученных

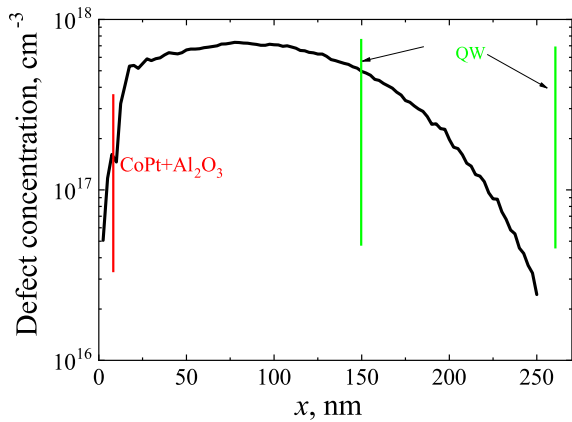


Рис. 2. Профиль распределения точечных дефектов при имплантации в исследованные структуры ионов He^+ с флюенсом 10^{12} см^{-2} и энергией 20 кэВ. Красной линией отмечено положение контакта $\text{CoPt}/\text{Al}_2\text{O}_3$, зелеными линиями отмечен диапазон толщин слоев, в которых предполагалась квантовая яма в различных структурах

структурах образуются преимущественно точечные дефекты [17].

Облучение ионами являлось завершающей технологической операцией изготовления светоизлучающих диодов, которое проводилось на уже изготовленных приборных структурах. Выбор именно такой последовательности операций сделан для минимизации влияния контактного слоя на характеристики диода. Ранее нами было показано, что в процессе формирования контактного слоя имеет место диффузия атомов металла в приповерхностные слои полупроводника. Диффузия крайне негативно сказывается на излучательных характеристиках ССИД [18, 19]. Проведение облучения ионами перед нанесением контактов обуславливает снижение кристаллического совершенства приповерхностного слоя, что существенно ускоряет диффузию атомов металла. Для того чтобы этого избежать, облучение проводилось после формирования контакта. При такой последовательности операций граница раздела формируется в процессе нанесения металла, а последующее облучение с выбранными дозой и энергией незначительно сказывается на ее свойствах, как было показано нами в работе [15]. В цитированной работе было показано, что лишь доза на уровне 10^{13} см^{-2} (т.е. на порядок выше, чем в настоящей работе) вызывает структурные изменения слоя CoPt . Поэтому мы считаем, что степени размытия гетерограницы $\text{CoPt}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaAs}$ для исходной и имплантированной структур существенно не различаются.

Таблица. Варьируемые параметры исследованных спиновых светоизлучающих диодов с квантовой ямой InGaAs и контактом $\text{CoPt}/\text{Al}_2\text{O}_3$

Номер структуры: исходной/после имплантации	Толщина покровного слоя d_S , нм
1/1И	150
2/2И	175
3/3И	200
4/4И	260

На рис. 2 представлен рассчитанный профиль концентрации таких дефектов. Профиль имеет максимум в области около 80 нм, концентрация вакансий в максимуме составляет порядка $7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. По обе стороны от максимума концентрация уменьшается незначительно, резкий спад концентрации наблюдается на расстоянии более 175 нм от поверхности. Для контроля и сравнения в работе также приведены исследования структур, не подверженных ионной бомбардировке на заключительной стадии технологического процесса (условно «исходные структуры»). Список всех исследованных структур с указанием толщины покровного слоя представлен в таблице.

3. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В работе выполнены измерения вольт-амперных характеристик, спектральных зависимостей интенсивности и магнитолевых зависимостей степени циркулярной поляризации электролюминесценции сформированных спиновых светоизлучающих диодов. Все измерения выполнены при температуре 10 К. Вольт-амперные характеристики измерялись с помощью универсального источника питания Keithley 2400 в автоматическом режиме. Для возбуждения электролюминесцентного излучения с использованием того же источника на образцы подавалось прямое напряжение смещения, электролюминесценция регистрировалась со стороны подложки. При введении светодиода в магнитное поле, направленное перпендикулярно поверхности, его излучение становится частично циркулярно поляризованным за счет спин-поляризованной инжекции носителей из ферромагнитного CoPt -контакта в квантовую яму. Значения степени циркулярной поляризации (P_{EL}) рассчитывались по измерениям интенсивностей циркулярно поляризованных компонент в соответствии с формулой (1). Значения интенсивно-

стей I_+ и I_- были получены интегрированием участка спектра, соответствующего основному переходу в квантовой яме InGaAs/GaAs. Измерения магнитопольевых зависимостей поляризационных характеристик выполнены по «стандартной» схеме с четвертьволновой пластинкой и поляризатором [5], магнитное поле варьировалось в диапазоне 0–2000 Э.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 3 а представлены вольт-амперные характеристики структур 1 и 1И, исходной и облученной ионами соответственно. Для остальных структур вольт-амперные характеристики подобны представленным на рис. 3 а. Облучение ионами приводит к повышению сопротивления приповерхностного полупроводникового слоя, что проявляется в снижении на порядок темнового тока (ток при малых напряжениях прямого и обратного смещения), а также обратного тока (при обратном смещении выше 1 В). Повышение сопротивления в результате введения радиационных дефектов в GaAs — хорошо известный экспериментальный факт [17].

Спектр электролюминесценции структур 2 и 2И представлен на рис. 3 б. На спектре зарегистрирован пик с энергией 1.35 эВ, соответствующей основному переходу в квантовой яме с заданным содержанием In. Излучательные свойства структур с квантовой ямой с составом, близким к $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$, и толщиной 10 нм исследовались нами ранее в работах [10, 20, 21]. Анализ, выполненный в работе [20], показал, что квантовые ямы $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}/\text{GaAs}$ подвержены воздействию упругих напряжений сжатия вследствие рассогласования параметров решетки. В результате этого энергетический уровень легких дырок «вытесняется» из квантовой ямы в область непрерывных состояний. В области квантовой ямы локализован только уровень энергии тяжелых дырок. Именно оптические переходы из состояний для электронов в квантовой яме в состояния для тяжелых дырок и обуславливают регистрацию пика электролюминесценции в указанном диапазоне энергий (схема переходов с учетом спина приведена на рис. 1 справа).

Облучение ионами не приводит к существенным структурным изменениям CoPt и Al_2O_3 [15], но вызывает образование в GaAs радиационных дефектов (рис. 2), которые являются центрами безызлучательной рекомбинации. Их генерация в материале приводит к снижению времени жизни относи-

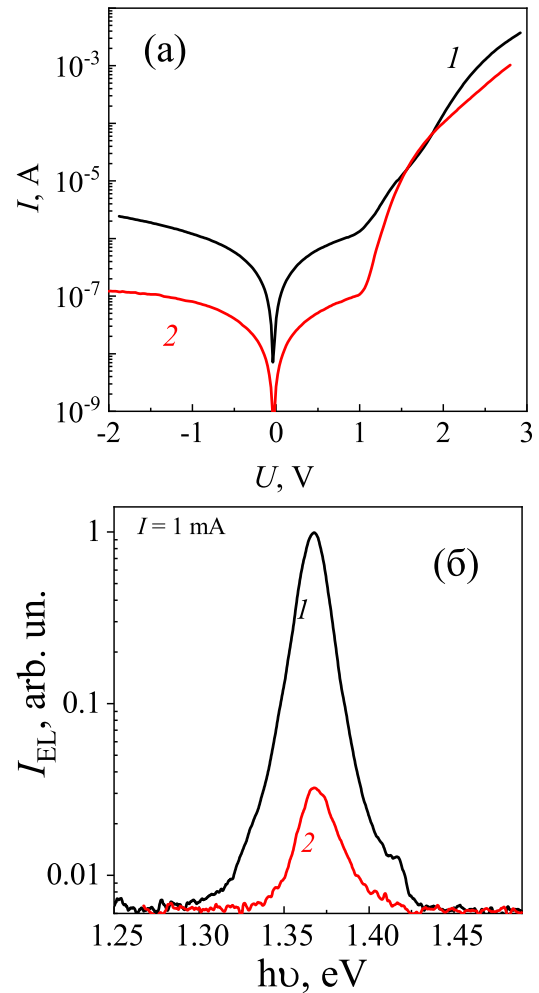


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики (а) структур 1 (кривая 1) и 1И (кривая 2) и спектры электролюминесценции (б) сформированных структур 2 (кривая 1) и 2И (кривая 2), исходных и облученных ионами соответственно

тельно безызлучательной рекомбинации и, соответственно, общего рекомбинационного времени жизни носителей. В результате интенсивность ЭЛ облученной структуры снижается по сравнению с интенсивностью ЭЛ исходной в 30 раз при одинаковом рабочем токе. Отметим, что относительное уменьшение интенсивности при имплантации He^+ зависит от толщины покровного слоя GaAs. При значении толщины покровного слоя меньше 150 нм электролюминесценция в имплантированных структурах не регистрируется во всем диапазоне рабочих токов. Именно поэтому структуры с толщиной покровного слоя ниже 150 нм были исключены из рассмотрения в данной работе.

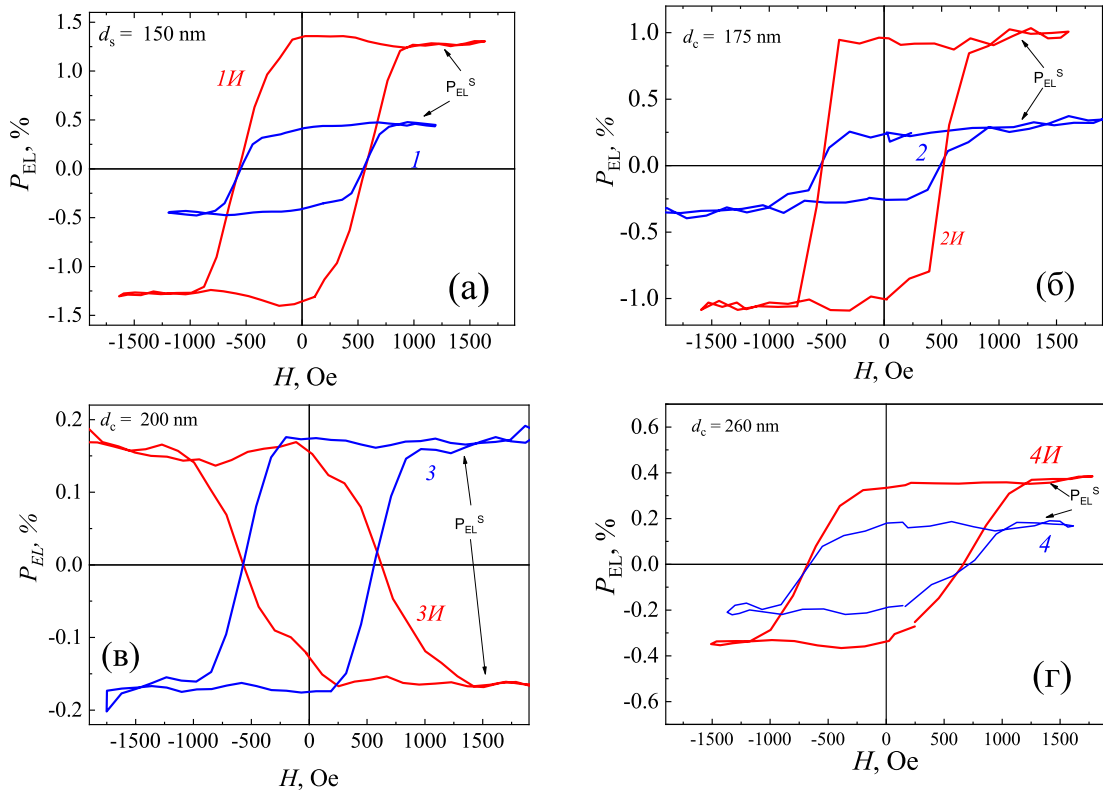


Рис. 4. Магнитолевые зависимости степени циркулярной поляризации ЭЛ для структур 1, 2, 3, 4 и 1И, 2И, 3И, 4И, исходных и облученных ионами соответственно. Номер кривой соответствует номеру образца. На графике также обозначены точки насыщения намагниченности, для которых было взято значение P_{EL}^S исследованных структур

Зависимости степени циркулярной поляризации ЭЛ от магнитного поля для имплантированных и исходных структур 1, 2, 3, 4 (1И, 2И, 3И, 4И) представлены на рис. 4 а-г. Все зависимости P_{EL} описывают петлю гистерезиса с насыщением в поле примерно 1000 Э. Вид зависимостей $P_{EL}(H)$ определяется магнитолевыми зависимостями намагниченности исследованных слоев CoPt, это было показано ранее [13, 14, 19]. Как отмечалось выше, ионное облучение не изменяет магнитных характеристик слоя CoPt, что и обеспечивает подобие всех петель гистерезиса. Структуры существенно различаются между собой по величине степени циркулярной поляризации при насыщении намагниченности пленки P_{EL}^S (в магнитном поле выше 800 Э). По мере увеличения глубины залегания квантовой ямы степень поляризации P_{EL}^S уменьшается как для исходных, так и для имплантированных структур, в то же время в результате имплантации для структур 1И, 2И и 4И зарегистрировано повышение значения степени циркулярной поляризации по отношению к исходным. Для структуры 3И значение степени циркулярной поляризации по модулю изменилось незначительно

относительно структуры 3, но изменился знак P_{EL}^S . В «классических» спиновых светоизлучающих диодах при направлении магнитного поля по нормали от поверхности интенсивность компоненты I_- превышает интенсивность компоненты I_+ . Для структуры 3И «отрицательная» поляризация в тех же условиях означает, что интенсивность компоненты I_- ниже интенсивности компоненты I_+ . Это, в свою очередь, означает, что при рекомбинации спин носителей заряда направлен в противоположную сторону относительно исходного значения.

Сводные результаты приведены на рис. 5, где представлен график зависимости степени циркулярной поляризации P_{EL}^S от толщины покровного слоя для всех образцов.

Перейдем к обсуждению результатов измерения степени циркулярной поляризации. Схемы оптических переходов с учетом спина представлены на рис. 1 справа. В силу наличия в квантовой яме только уровня тяжелых дырок возможны переходы всего двух видов: между состояниями со спином 1/2 для электронов и 3/2 для дырок и между состояниями $-1/2$ для электронов и $-3/2$ для дырок [3, 10, 13–15].

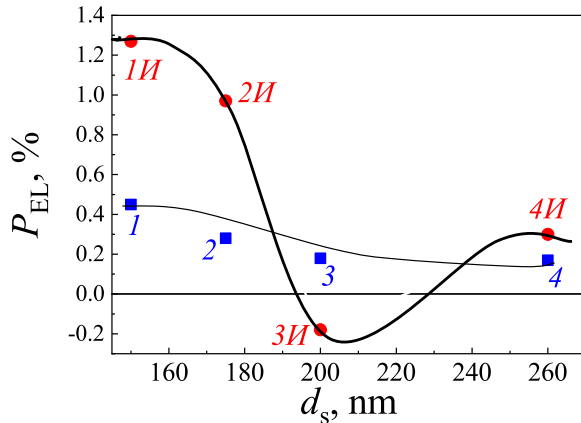


Рис. 5. Зависимость степени циркулярной поляризации при насыщении намагнитенности контакта CoPt от толщины покровного слоя в ССИД. Синие точки соответствуют исходным диодам, красные — облученным ионами

Электроны инжектируются из подложки n -GaAs и в использованном диапазоне магнитных полей не поляризованы по спину. При насыщении намагнитенности слоя Co/Pt (в режиме, для которого измеряется P_{EL}^S), дырки инжектируются из намагнитенного металлического контакта и могут быть поляризованы по спину. Следовательно, наблюдаемая в эксперименте циркулярная поляризация связана со спиновой поляризацией тяжелых дырок. Отметим, что в тонких квантовых ямах в системе A^3B^5 вследствие ростовой анизотропии спин тяжелых дырок ориентирован в направлении оси роста [22]. При исследованиях спиновой инжекции именно закрепление спина тяжелых дырок задает геометрию эксперимента: направление внешнего магнитного поля и направление вывода излучения ориентированы также вдоль оси роста.

Значение P_{EL}^S , таким образом, определяется степенью спиновой поляризации дырок в квантовой яме. Основными факторами, определяющими значение для каждого образца, являются:

- электрическая инжекция спин-поляризованных носителей из намагнитенного ферромагнитного электрода;
- спиновая релаксация носителей по мере переноса к активной области до момента излучательной рекомбинации. Скорость спиновой релаксации определяется параметром τ_S ;
- излучательная рекомбинация с участием спин-поляризованных носителей с характерным временем жизни τ_R ;
- прецессия спин-поляризованных носителей заряда в магнитном поле намагнитенного ферромагнитного электрода CoPt [14, 23].

Дополнительно частично циркулярно поляризованный свет может быть обусловлен магнитооптическими эффектами на ферромагнитном металлическом контакте (спин-зависимое отражение, спин-зависимое пропускание). Согласно работе [13], для исследованных структур значение степени циркулярной поляризации, обусловленной указанными эффектами, не превышает 0.1 %. Такая величина не может объяснить зарегистрированную в эксперименте разницу между значениями P_{EL}^S для различных структур, поэтому далее магнитооптические эффекты обсуждаться не будут. Таким образом, следует рассмотреть влияние только четырех перечисленных выше процессов на значение степени поляризации.

В использованном нами режиме измерений на образец подается переменный импульсный ток с периодом, на несколько порядков превышающим характерные времена рекомбинации и спиновой релаксации. Поэтому использованный нами режим работы спинового светоизлучающего диода следует рассматривать как непрерывный. Таким образом, нами измеряется не мгновенное, а усредненное по времени значение интенсивности и степени циркулярной поляризации электролюминесценции. В таком режиме как статические, так и динамические факторы, перечисленные выше, могут оказывать влияние на итоговое значение P_{EL}^S .

1. Согласно ряду работ [10, 18, 19, 24], эффективность спиновой инжекции зависит от степени размытости гетерограницы между ферромагнитным контактом и полупроводником. Гетерограница размывается за счет диффузии атомов металла в полупроводник [18, 19], которая, как правило, протекает в процессе формирования структур. Для всех исследованных образцов технология получения контактов различалась только наличием/отсутствием операции ионного облучения, следовательно, только эта операция могла повлиять на свойства границы раздела.

Одним из факторов ионной бомбардировки может являться «вбивание» атомов металла в полупроводник. Этот фактор обуславливает дополнительное размытие границы раздела, что, согласно [24], должно приводить к снижению степени циркулярной поляризации, чего не наблюдается в эксперименте. Следовательно, резкость гетерограницы в исходной и имплантированной структурах существенно не различается. Это косвенно подтверждают результаты работы [15], в которой также не было зарегистрировано изменений свойств пленок CoPt

после имплантации He^+ с флюенсом $1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и энергией 20 кэВ.

Таким образом, эффективности инжекции спин-поляризованных носителей из слоя CoPt для исходной и имплантированной структур существенно не различаются.

2. Рекомбинационное время жизни определяется как обратная сумма времени жизни относительно излучательной рекомбинации τ_i и времени жизни относительно безызлучательной рекомбинации τ_n :

$$\frac{1}{\tau_R} = \frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_n}. \quad (2)$$

Очевидно, что сформированные при ионном облучении радиационные дефекты в GaAs являются центрами безызлучательной рекомбинации, поскольку формируют глубокие уровни в запрещенной зоне [25, 26]. Время жизни относительно безызлучательной рекомбинации с участием дефектных центров можно записать как [27]

$$\tau_i \approx \frac{1}{\gamma N_v} \exp\left(\frac{E_v - F}{kT}\right), \quad (3)$$

где γ — вероятность захвата носителей на центры безызлучательной рекомбинации, N_v — концентрация вакансий, $E_v - F$ — положение вакансии относительно энергии Ферми, k — постоянная Больцмана, T — температура. Безызлучательное время жизни обратно пропорционально концентрации центров рекомбинации. Согласно расчетам концентрации вакансий, представленным на рис. 2, значение в имплантированной области в среднем составляет примерно $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Равновесная концентрация вакансий, характерная для GaAs до имплантации, существенно зависит от условий получения эпитаксиальных слоев GaAs , но в слаболегированном материале составляет порядка 10^{16} см^{-3} [25–27]. Облучение ионами He^+ , приводящее к созданию вакансий, в соответствии с формулой (3) снижает время жизни τ_n примерно в 50 раз, аналогичный порядок изменения характерен, согласно (2), и для общего рекомбинационного времени жизни τ_R . Приведенные цифры хорошо коррелируют с 30-кратным уменьшением интенсивности электролюминесценции светодиодов после ионного облучения (рис. 3б) с учетом также реального уменьшения концентрации дефектов по сравнению с расчетной из-за рекомбинации вакансий и междоузельных атомов (этот процесс программа SRIM не учитывает) в ходе имплантации.

3. Спиновая релаксация носителей заряда обусловливает уменьшение степени циркулярной по-

ляризации по мере удаления активной области от границы ферромагнетик/полупроводник [10–12]. В случае исследуемых структур в режиме прямого смещения осуществляется инжекция спин-поляризованных дырок. Известно, что для дырок доминирующий вклад в спиновую релаксацию вносят два механизма [5]: механизм спиновой релаксации Дьяконова–Переля, который заключается в рассеянии спина с участием носителей того же знака, и механизм Эллиотта–Яфета, который связывает спиновую релаксацию с релаксацией импульса при рассеянии на дефектах. Характерное выражение для времени спиновой релаксации по механизму Дьяконова–Переля (τ_S^{DP}) записывается как

$$\frac{1}{\tau_S^{DP}} = Q\alpha^2 \frac{E^3}{\hbar^2 E_g} \tau_p(E), \quad (4)$$

где Q — константа материала, α — параметр, определяющий силу спин-орбитального взаимодействия, E — энергия свободных носителей заряда, \hbar — постоянная Планка, E_g — ширина запрещенной зоны, $\tau_p(E)$ — скорость рассеяния импульса электрона.

Время спиновой релаксации по механизму Эллиотта–Яфета также зависит от времени свободного пробега по следующему закону:

$$\frac{1}{\tau_S^{EY}} = A \left(\frac{E}{E_g}\right)^2 \left(\frac{\Delta}{E_g + \Delta}\right) \frac{1}{\tau_p(E)}, \quad (5)$$

где A — безразмерная константа, Δ — величина спин-орбитального расщепления.

Общее время спиновой релаксации определяется как

$$\tau_S = \frac{\tau_S^{DP} \tau_S^{EY}}{\tau_S^{DP} + \tau_S^{EY}} = \frac{K_1 \tau_p \frac{1}{K_2 \tau_p}}{K_1 \tau_p + \frac{1}{K_2 \tau_p}} = \frac{1}{\frac{K_1}{\tau_p} + K_2}, \quad (6)$$

где K_1 и K_2 — коэффициенты при τ_p .

Функция (6) имеет максимум при $\tau_p = \sqrt{K_1 K_2}$. Конкретные значения констант зависят от материала, в котором протекает спиновый транспорт, степени кристаллического совершенства, вида легирующей примеси. В том случае, если в исходной структуре основным механизмом спиновой релаксации был механизм Дьяконова–Переля, при ионном облучении и генерации радиационных дефектов значение τ_S проходит через максимум по мере уменьшения τ_p . Такое неочевидное, на первый взгляд, поведение связано с тем, что при снижении τ_p эффективность спиновой релаксации по механизму Дьяконова–Переля уменьшается, а эффективность спиновой релаксации по механизму Эллиотта–Яфета еще

недостаточно высока для того, чтобы обеспечить быстрый переворот спина.

По-видимому, в случае исследованных структур при введении радиационных дефектов функция $\tau_s = f(\tau_p)$ проходит через максимум, и поэтому в результате ионной бомбардировки величина τ_s изменяется незначительно. В то же время рекомбинационное время жизни в результате облучения уменьшается примерно на полтора порядка величины. Тогда соотношение, определяющее наибольшее значение степени циркулярной поляризации, в результате имплантации повышается, и увеличивается величина P_{EL}^S , что и зарегистрировано в эксперименте (рис. 4, 5).

4. В завершение обсудим влияние прецессии спин-поляризованных носителей на процесс переноса от границы с ферромагнитным металлом к активной области. Ранее в серии работ [14, 23] нами было показано, что контакт CoPt неоднороден по составу и поэтому при намагничивании является источником внутреннего магнитного поля, которое имеет как продольные, так и поперечные компоненты. Спин-поляризованные носители заряда, инжектированные из ферромагнитного металла в полупроводник, переносятся к активной области, находясь под действием этого магнитного поля. Компонента поля, направленная в плоскости структур, обуславливает прецессию спинов носителей, в результате чего в эксперименте регистрируются затухающие осцилляции значения P_{EL}^S в зависимости от расстояния между инжектором и активной областью (d_s). При толщинах вблизи половины периода осцилляций (в рассматриваемом случае 80 нм) регистрируется смена знака P_{EL}^S на обратный [14, 23]. Аналогичное явление наблюдалось в работе [28] при исследованиях эффекта Ханле в условиях стационарной оптической ориентации с изменением величины магнитного поля.

Амплитуда P_{EL}^S уменьшается для разных структур по мере повышения толщины покровного слоя d_S , что связано со спиновой релаксацией. Период осцилляций на зависимости $P_{EL}^S(d_S)$ определяется величиной внутреннего магнитного поля и подвижностью носителей заряда. Первый фактор не различается для исходных и имплантированных структур, поскольку магнитные свойства инжектора не изменяются. Облучение ионами He^+ приводит к изменению подвижности в силу введения большого количества рассеивающих центров. Это изменяет период осцилляций, и для имплантированной структуры с $d_S = 200$ нм наблюдается изменение зна-

ка степени циркулярной поляризации в насыщении (P_{EL}^S) относительно исходной. При толщине покровного слоя равной 260 нм прецессия обеспечивает переворот спина на величину близкую к 360° , при этом знак степени циркулярной поляризации вновь становится положительным (рис. 2 г, образец 4И). Для исходных структур изменение знака P_{EL}^S было зарегистрировано для структур, толщина покровного слоя в которых находится в диапазоне $40 \text{ нм} \leq d_S < 120 \text{ нм}$. Для имплантированных структур изменение знака зарегистрировано при значениях d_S в диапазоне $200 \text{ нм} \leq d_S < 260 \text{ нм}$. Отметим, что данное значение, вероятно, не соответствует первому периоду осцилляций, но из-за сильного гашения электролюминесценции при ионном облучении регистрация электролюминесценции при $d_S < 150$ нм невозможна. Детально осцилляции степени циркулярной поляризации с толщиной спейсерного слоя рассмотрены в работе [20].

Подчеркнем, что эффект прецессии сам по себе не позволяет объяснить трехкратное повышение степени циркулярной поляризации: максимальное значение P_{EL}^S в имплантированных структурах составляет около 1.3 %, что превышает значение P_{EL}^S , полученное в максимуме осцилляций исходных структур для близких значений d_s (около 0.5 %) [20]. Наличием осцилляций P_{EL}^S и изменением их периода можно объяснить смену знака поляризации в структуре 3И, трехкратное повышение степени поляризации может быть связано только с изменением времени спиновой релаксации.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в результате рассмотрения физических процессов, протекающих при работе спинового светоизлучающего диода, можно заключить, что ионное облучение и сопутствующая генерация радиационных дефектов приводят к значительному снижению рекомбинационного времени жизни за счет создания центров безызлучательной рекомбинации, при этом время спиновой релаксации существенно не изменяется. В соответствии с (1) это обеспечивает повышение соотношения τ_S/τ_R и, соответственно, увеличение значения степени циркулярной поляризации ЭЛ, которое наблюдается в эксперименте. На эффекты спиновой инжекции и спиновой релаксации накладывается явление прецессии спин-поляризованных носителей в магнитном поле намагниченного контакта, что обуславливает явление на зависимости $P_{EL}^S(d_S)$ затухающих осцилля-

ций, период которых относительно исходных структур также изменяется в результате ионного облучения. Сочетание нескольких эффектов затрудняет количественный расчет и позволяет сделать лишь общие качественные выводы.

Тем не менее полученные экспериментальные результаты подтверждают возможность управления такой важнейшей характеристикой приборов полупроводниковой спинтроники, как время спиновой релаксации. Показано, что при небольших флюенсах и энергиях введение радиационных дефектов позволит повысить время τ_S за счет подавления механизма спиновой релаксации Дьяконова–Переля. Для спиновых светоизлучающих диодов такой метод сопровождается гашением электролюминесценции, что является недостатком с практической точки зрения. Тем не менее для ряда других приборов спинтроники, не использующих циркулярно поляризованную эмиссию, метод управления временем спиновой релаксации открывает возможности для развития их функционала.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 21-79-20186.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. Zutic, J. Fabian, and S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
2. S. Maekawa, *Concepts in Spin Electronics*, Oxford University Press, New York (2006).
3. A. Hirohata, K. Yamada, Y. Nakatani et al., *J. Magn. Mater.* **509**, 166711 (2020).
4. C. H. Marrows, J. Barker, T. A. Moore et al., *npj Spintronics* **2**, 12 (2024).
5. M. Holub and P. Bhattacharya, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40**, R179 (2007).
6. Б. П. Захарчени, Ф. Майера, *Оптическая ориентация*, Наука, Ленинград (1989).
7. R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, *Phys. Rev. B* **69**, 161305(R) (2004).
8. M. V. Dorokhin, Yu. A. Danilov, P. V. Demina et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41**, 245110 (2008).
9. R. Fiederling, M. Kleim, G. Reuscher et al., *Nature* **402**, 787 (1999).
10. N. V. Baidus, M. I. Vasilevskiy, M. J. M. Gomes et al., *Appl. Phys. Lett.* **89**, 181118 (2006).
11. H. Soldat, M. Li, N. C. Gerhardt et al., *Appl. Phys. Lett.* **99**, 051102 (2011).
12. H. Hopfner, C. Fritsche, A. Ludwig et al., *Appl. Phys. Lett.* **101**, 112402 (2012).
13. Е. И. Малышева, П. Б. Дёмина, М. В. Ведь и др., *ФТТ* **66**, 184 (2024).
14. М. В. Дорохин, П. Б. Дёмина, А. В. Здоровейщев и др., *ЖТФ* **92**, 724 (2022).
15. И. Л. Калентьева, О. В. Вихрова, Ю. А. Данилов и др., *ФТТ* **63**, 324 (2021).
16. <http://www.SRIM.org>
17. J. De Souza, I. Danilov, and H. Boudinov, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 535 (1996).
18. Е. А. Ускова, М. В. Дорохин, Б. Н. Звонков и др., *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования* №2, 89 (2006).
19. А. И. Бобров, Ю. А. Данилов, М. В. Дорохин и др., *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования* №7, 89 (2015).
20. Yu. N. Drozdov, N. V. Baidus', B. N. Zvonkov et al., *Semiconductors* **37**, 194 (2003).
21. M. V. Dorokhin, M. V. Ved', P. V. Demina et al., *Phys. Rev. B* **104**, 125309 (2021).
22. D. K. Young, J. A. Gupta, E. Johnston-Halperin et al., *Semicond. Sci. Technol.* **17**, 275 (2002).
23. М. В. Дорохин, М. В. Ведь, П. Б. Дёмина и др., *ФТТ* **59**, 2135 (2017).
24. P. Barate, S. Liang, T. T. Zhang et al., *Appl. Phys. Lett.* **105**, 012404 (2014).
25. T. Y. Tan, *J. Phys. Chem. Solids* **55**, 917 (1994).
26. V. Swaminathan, *Bull. Mater. Sci.* **4**, 403 (1982).
27. H. R. Potts and G. L. Pearson, *J. Appl. Phys.* **37**, 2098 (1966).
28. А. С. Волков, А. И. Екимов, С. А. Никишин и др., *Письма в ЖЭТФ* **25**, 560 (1977).