

07

## Циркулярно-поляризованная электролюминесценция спиновых светоизлучающих диодов InGaAs/GaAs/CoPt, помещенных в сильное и слабое магнитное поле

© М.В. Дорохин,<sup>1</sup> П.Б. Демина,<sup>1</sup> А.В. Здоровейщев,<sup>1</sup> С.В. Зайцев,<sup>2</sup> А.В. Кудрин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup> Институт физики твердого тела им. Ю.А. Осипьяна РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия  
e-mail: dorokhin@nifti.unn.ru

Поступило в Редакцию 30 ноября 2021 г.

В окончательной редакции 25 февраля 2022 г.

Принято к публикации 25 февраля 2022 г.

Выполнено сравнительное исследование магнитопольных зависимостей степени циркулярной поляризации спиновых светоизлучающих диодов на основе полупроводниковых InGaAs/GaAs-гетероструктур с магнитным CoPt-контактом и контрольных немагнитных структур с Au-контактом. В слабом магнитном поле зависимость степени циркулярной поляризации электролюминесценции от магнитного поля подобна магнитопольной зависимости намагниченности: описывает петлю гистерезиса с насыщением в поле  $\sim 0.3$  Т. В сильном магнитном поле зарегистрировано дополнительное линейное по полю повышение степени циркулярной поляризации, связанное с зеемановским расщеплением уровней энергии. Величина линейного вклада зависит от положения квантовой ямы относительно границы ферромагнетик/полупроводник. Полученная зависимость связывается с влиянием магнитного поля неоднородно намагниченного CoPt-электрода на время спиновой релаксации носителей.

**Ключевые слова:** спиновая инжекция, квантовая яма, зеемановское расщепление.

DOI: 10.21883/JTF.2022.05.52377.302-21

### Введение

Спиновые светоизлучающие диоды на основе полупроводниковых гетероструктур  $A^{III}B^V$  с ферромагнитным металлическим инжектором являются компактным и простым вариантом источника циркулярно-поляризованного света, работающего при комнатной температуре. Работа таких приборов основана на инжекции спин-поляризованных носителей из намагниченного ферромагнитного электрода в полупроводниковую гетероструктуру [1–3]. Параметры спиновой инжекции определяются как магнитными свойствами электрода (степень спиновой поляризации носителей, величина остаточной намагниченности), так и свойствами полупроводниковой структуры, в которую выполняется инжекция (длина спиновой диффузии, плотность состояний на границе металл/полупроводник) [4]. Помимо этого, исследование гетероструктур InGaAs/GaAs с ферромагнитным CoPt-контактом, выполненное в [5], показало, что на характеристики циркулярной поляризации электролюминесценции оказывает влияние магнитное поле неоднородно-намагниченного контакта. В цитированной работе [5] была показана возможность инверсии знака циркулярно-поляризованного излучения за счет эффекта прецессии спин-поляризованных носителей в поперечном магнитном поле контакта CoPt.

Настоящая работа посвящена развитию исследований эффекта спинового транспорта в неоднородном магнитном поле. С этой целью были выполнены измерения циркулярно-поляризованной электролюминесценции в сильном магнитном поле (до 5 Т), обеспечивающем существенное зеемановское расщепление уровней энергии в активной области (квантовой яме InGaAs). При таких условиях на динамику излучательной рекомбинации существенное влияние оказывают процессы спиновой релаксации носителей на нижние зеемановские уровни. Анализ этих процессов позволяет сделать дополнительные выводы относительно рассмотренного в работе [5] эффекта спиновой прецессии.

### 1. Методика эксперимента

Полупроводниковая диодная структура была сформирована методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении водорода [5,6]. Структура представляла собой три квантовые ямы (КЯ)  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  шириной 10 nm различного состава ( $0.1 < x < 0.25$ , для разделения люминесценции от каждой (КЯ) по длинам волн), расположенные на различном удалении от поверхности ( $d_s$ ). Схема структуры показана на рис. 1. Расстояние между квантовыми ямами составило 30 nm, таким образом, величина  $d_s$  для каждой квантовой ямы также была разной (20, 60 и 100 nm со-

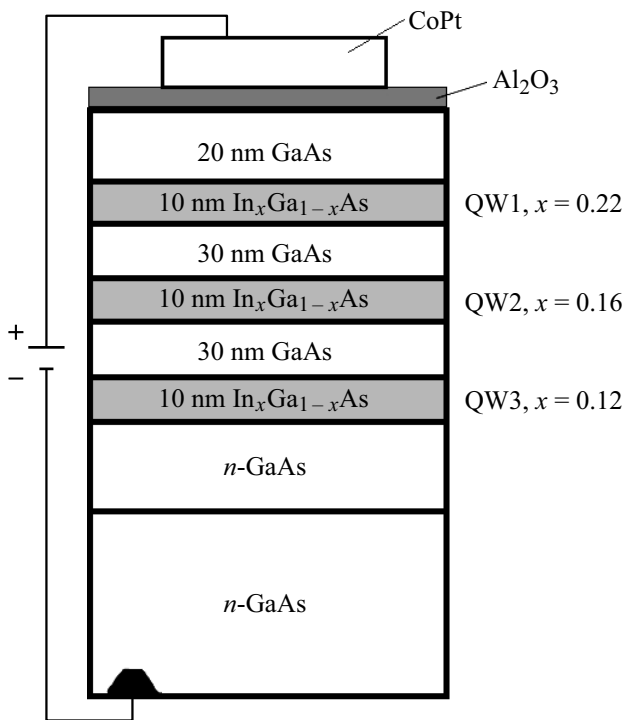


Рис. 1. Схема исследованной диодной структуры с тремя КЯ.

ответственно). Ферромагнитный инжекционный контакт к полупроводниковой структуре формировался на следующей технологической стадии методом электронно-лучевого испарения в вакууме. Контакт представлял собой двухслойную структуру 8 nm CoPt/(1 nm Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>), в которой магнитный слой CoPt является источником спин-поляризованных носителей, а туннельно-тонкий слой Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> необходим для повышения эффективности спиновой инжекции. Подробно методика получения описана в [5,6]. В качестве контрольных формировались инжекционные немагнитные Au/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-контакты. Формирование спиновых светоизлучающих диодов (ССИД) завершалось созданием мезоструктур диаметром 500 μm методами фотолитографии и химического травления.

Магнитные свойства CoPt-пленок анализировались путем измерения магнитолевой зависимости ЭДС Холла, которая, согласно [7], пропорциональна намагниченности пленки. Измерения выполнялись в магнитном поле до 0.3 Т при температуре 10 К. Также в работе выполнены исследования циркулярной поляризации рекомбинационного излучения полученных спиновых светоизлучающих диодов (ССИД) и контрольных диодов с немагнитным контактом. Для этого на образцы подавалось прямое постоянное смещение, в результате чего возбуждалось электролюминесцентное излучение в области излучения InGaAs КЯ (880–960 nm), которое регистрировалось со стороны прозрачной для данного диапазона подложки GaAs [5,6]. Образцы вводились во внешнее перпендикулярное магнитное поле для получения циркулярно-поляризованной компоненты излучения.

Степень циркулярной поляризации измерялась по стандартной методике [1] и рассчитывалась по формуле

$$P_{EL} = (I^+ - I^-)/(I^+ + I^-), \quad (1)$$

где  $I^+$  — интенсивность электролюминесценции (ЭЛ), поляризованной по правому кругу,  $I^-$  — интенсивность поляризованной по левому кругу ЭЛ.

Исследования были выполнены в двух магнитных диапазонах: в малых магнитных полях от 0 до 0.3 Т при 10 К в криостате замкнутого цикла Janis CCS-300S/202; в магнитных полях до 5 Т при 2 К в проточном гелиевом криостате со сверхпроводящим соленоидом. В первом случае для регистрации спектров ЭЛ использовались монохроматор МДР-23 и фотоэлектронный умножитель ФЭУ-82. Для измерений в диапазоне сильных магнитных полей также использовался монохроматор МДР-23, а интенсивность регистрировалась линейным ПЗС-детектором Hamamatsu.

## 2. Результаты

В соответствии с ранее полученными результатами в режиме прямого смещения исследованных диодов наблюдается электролюминесцентное излучение, которое обусловлено инжекцией неосновных носителей (в нашем случае дырок) из металлического электрода [8]. Основным механизмом инжекции является прямой „заброс“ дырок в валентную зону за счет смещения уровня Ферми в металле, другие механизмы инжекции, в том числе туннелирование дырок из металла в квантовую яму, значительно менее эффективны [8]. На рис. 2 представлены магнитолевые зависимости ЭДС Холла

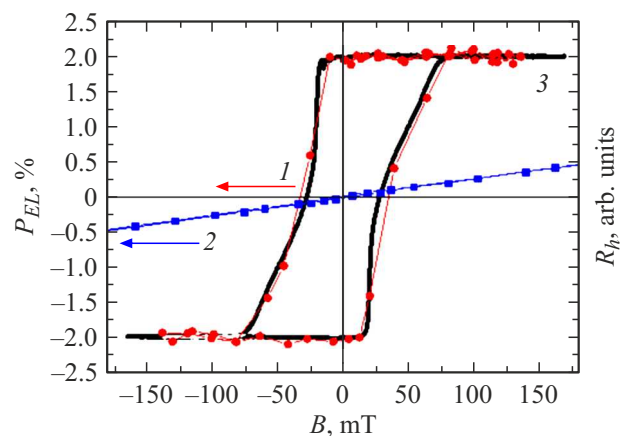
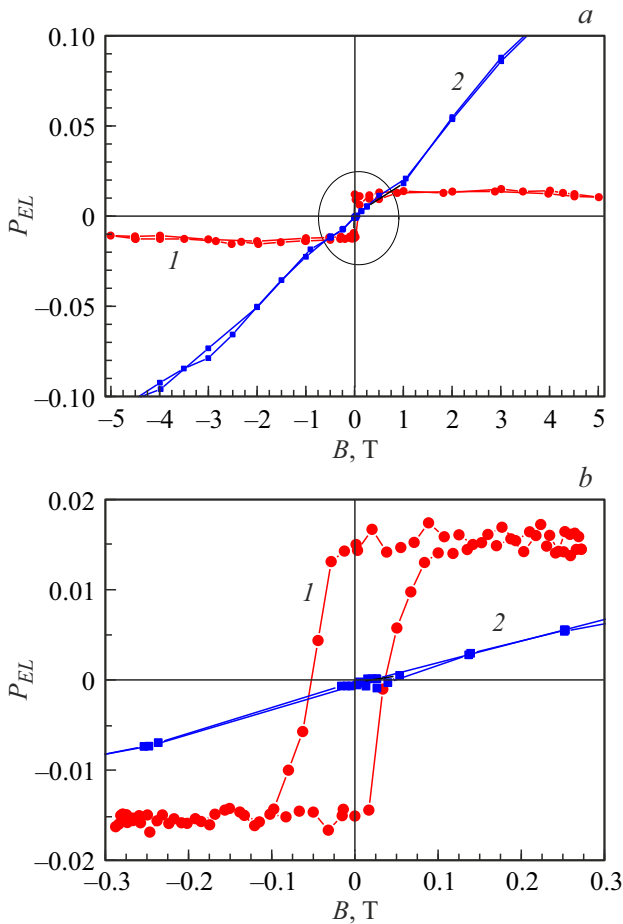


Рис. 2. Магнитолевые зависимости холловского сопротивления (кривая 3) для слоя CoPt, использованного в качестве контактов, и степени циркулярной поляризации ЭЛ для исследованной структуры с CoPt-контактом (кривая 1) и контрольной структуры с Au-контактом (кривая 2) в спектральной области, соответствующей люминесценции ближайшей к поверхности КЯ (длина волны 960 nm). Температура измерений составила 10 К, ток диода — 10 мА.

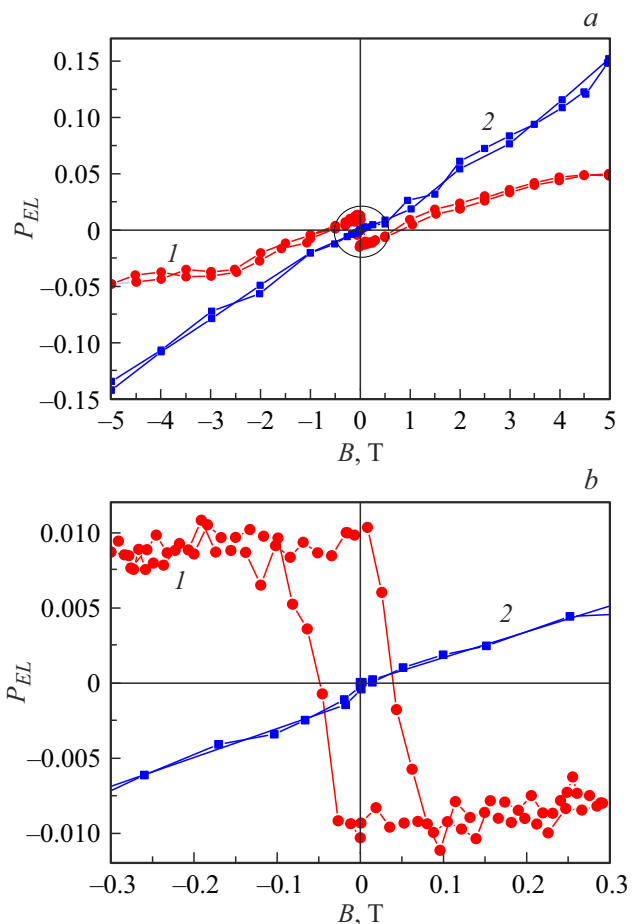


**Рис. 3.** Магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации, измеренные при температуре 2 К в гелиевом криостате для исследованной структуры с CoPt-контактом (кривая 1) и контрольной структуры с Au-контактом (кривая 2) в спектральной области, соответствующей люминесценции ближайшей к поверхности КЯ (длина волны 960 нм). Область сильных полей до 5 Т (а) и область малых магнитных полей до 0.3 Т (б).

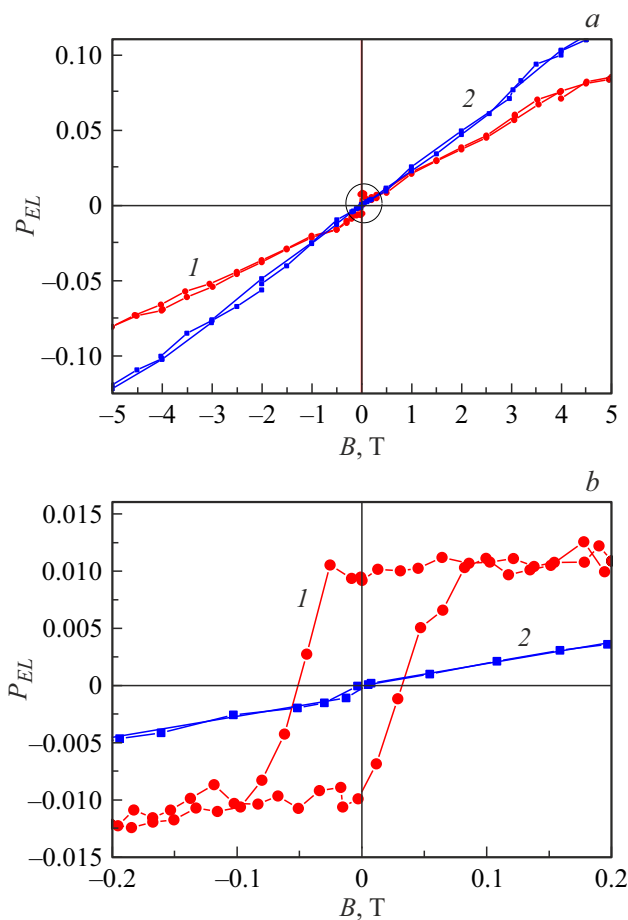
и степени циркулярной поляризации ЭЛ диода в области люминесценции ближайшей к поверхности КЯ с  $d_s = 20$  нм (кривые 3 и 1 соответственно). Указанные зависимости подобны друг другу и описывают петлю гистерезиса, насыщение  $P_{EL}/\text{ЭДС}$  Холла в магнитном поле выше 0.15 Т связано с насыщением намагниченности CoPt-слоя. Подобие магнитополевых зависимостей ЭДС Холла и степени поляризации позволяет связать последнюю с инжекцией спин-поляризованных носителей из намагниченного CoPt-электрода [1–5]. Для контрольной структуры магнитополевая зависимость степени циркулярной поляризации может быть описана линейной функцией, а наибольшее значение  $P_{EL}$  для нее (в максимальном магнитном поле) значительно ниже (кривая 2).

В диапазоне магнитных полей до 5 Т для исследованных магнитных диодов имеет место дополнительное ли-

нейное по полю увеличение степени циркулярной поляризации ЭЛ, которое на масштабе 0–0.3 Т практически не заметно (рис. 2–4). Установлено, что наклон линейной части  $P_{EL}(B)$  наиболее существенно зависит от вида контакта и величины  $d_s$ . Так, на рис. 3, а представлены магнитополевые зависимости  $P_{EL}$  в диапазоне 0–5 Т, измеренные в области излучения ближайшей к поверхности КЯ ( $d_s = 20$  нм) для образцов с CoPt-контактами и контрольных образцов с Au-контактом (кривые 1 и 2 соответственно). В области низких магнитных полей значение степени циркулярной поляризации структуры с Au-контактом значительно ниже, чем для структуры с контактом CoPt (рис. 3, б). По мере повышения магнитного поля для контрольной структуры имеет место линейный рост  $P_{EL}$  в обоих случаях, тем не менее наклон линейной зависимости выше для структуры с Au-контактом, что приводит к более высокому значению степени поляризации для нее в поле 5 Т.



**Рис. 4.** Магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации, измеренные при температуре 2 К в гелиевом криостате для исследованной структуры с CoPt-контактом (кривая 1) и контрольной структуры с Au-контактом (кривая 2) в спектральной области, соответствующей люминесценции второй от поверхности КЯ (длина волны 910 нм). Область сильных полей до 5 Т (а) и область малых магнитных полей до 0.3 Т (б).



**Рис. 5.** Магнитнополевые зависимости степени циркулярной поляризации, измеренные при температуре 2 К в гелиевом криостате для исследованной структуры с CoPt-контактом (кривая 1) и контрольной структуры с Au-контактом (кривая 2) в спектральной области, соответствующей люминесценции второй от поверхности КЯ (длина волны 880 нм). Область сильных полей до 5 Т (а) и область малых магнитных полей до 0.3 Т (б).

Для второй и третьей КЯ, расположенных на расстоянии 60 и 100 нм от поверхности (рис. 1) соответственно, зарегистрирована аналогичная ситуация, но расхождение зависимостей  $P_{EL}(B)$  в сильном магнитном поле для Au- и CoPt-контактов снижается по сравнению с первой КЯ (рис. 4, а и 5, а соответственно). Различие гистерезисной зависимости на рис. 3, 5 и 4 (кривая 1, для  $P_{EL}$  от разных КЯ) связано с обнаруженной ранее в работе [5] инверсией спина за счет прецессии в магнитном поле контакта CoPt, что будет обсуждаться ниже.

Наиболее близкие друг к другу значения степени поляризации для структуры с Au- и CoPt-контактом получены для наиболее удаленной от границы металл/полупроводник КЯ (рис. 5). Но даже в этом случае значение  $P_{EL}$  в магнитном поле 5 Т для структуры с Au-контактом превышает таковое для структуры с контактом CoPt.

### 3. Обсуждение

Перейдем к обсуждению полученных экспериментальных результатов. Согласно серии работ [1–6,9], частичная циркулярная поляризация ЭЛ в структурах с CoPt-контактом может быть обусловлена двумя факторами:

- 1) инъекцией спин-поляризованных носителей из намагниченного ферромагнитного электрода в активную область светоизлучающей структуры;
- 2) зеемановским расщеплением энергетических уровней в сильном магнитном поле.

Первый фактор зависит от намагниченности CoPt-электрода и отвечает за поляризацию ЭЛ излучения исследуемой структуры в низком магнитном поле. Зеемановское расщепление уровней обуславливает линейное по магнитному полю изменение степени поляризации в сильном магнитном поле, когда ферромагнитный электрод уже намагничен до насыщения и дополнительная спиновая поляризация носителей связана с их релаксацией на нижние зеемановские уровни [9]. В структуре с Au-электродом спиновая инъекция отсутствует (это обуславливает низкое значение  $P_{EL}$  в слабом магнитном поле), а наблюдаемая в эксперименте циркулярная поляризация связана только с зеемановским расщеплением уровней энергии и эффективностью релаксации неполяризованных по спину носителей на эти уровни.

Для оценки вклада различных механизмов в регистрируемое значение циркулярной поляризации рассмотрим динамику носителей заряда в КЯ. С этой целью запишем кинетические уравнения для носителей заряда, распределенных на уровнях КЯ, полученные ранее для аналогичных структур в работах [10,11]. Для простого качественного анализа в рамках настоящей работы достаточно рассмотреть КЯ с одним расщепленным по спину уровнем энергии, а также лишь один вид носителей заряда. Для определенности рассмотрим тяжелые дырки, поскольку именно спин-поляризованные дырки инжектируются из контакта CoPt в выбранной конфигурации диода [5], а уровни легких дырок „вытесняются“ из КЯ InGaAs под действием упругих напряжений [12]. Поляризация электронов, инжектированных в активную область из подложки *n*-GaAs, обусловлена только зеемановским расщеплением уровней, учет этой поляризации не окажет влияния на рассматриваемую качественную картину.

Согласно [10,11], изменение концентрации носителей на уровнях с различным спином подчиняется следующему уравнению:

$$\frac{dn_1}{dt} = G_1 - \frac{n_1}{\tau_R} - \frac{n_1}{\tau_s} + \frac{n_2}{\tau_s} \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right), \quad (2)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = G_2 - \frac{n_2}{\tau_R} + \frac{n_1}{\tau_s} - \frac{n_2}{\tau_s} \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right). \quad (3)$$

Здесь  $n_1$  — концентрация дырок со спином 3/2,  $n_2$  — концентрация дырок со спином –3/2. Первый член в уравнениях (2), (3) описывает генерацию носителей в

КЯ со скоростью  $G_{1,2}$ , которая различна для разных спинов. Единственным каналом генерации является релаксация носителей в КЯ из GaAs-барьера. В режиме спиновой инжекции из GaAs-барьера в КЯ вводятся поляризованные по спину носители, инжектированные из CoPt, поэтому в первом приближении можно записать:

$$\frac{G_1 - G_2}{G_1 + G_2} \approx P_{inj}; \quad G_1 - G_2 \approx P_{inj}(G_1 + G_2). \quad (4)$$

Второй член в уравнениях (2), (3) отвечает за излучательную рекомбинацию со временем  $\tau_R$  (рекомбинационное время жизни), третий и четвертый члены описывают спиновую релаксацию на нижний зеемановский уровень с характерным временем  $\tau_s$  (время спиновой релаксации). Другие константы в выражениях (2), (3):  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура,  $\Delta E$  — величина зеемановского расщепления уровня тяжелых дырок,  $P_{inj}$  — компонента степени циркулярной поляризации, связанная с инжекцией спин-поляризованных носителей из контакта CoPt.

В стационарных условиях эксперимента при постоянном возбуждении

$$\frac{dn_1}{dt} = \frac{dn_2}{dt} = 0. \quad (5)$$

Решения системы уравнений (2), (3) с условиями (4) и (5) позволяют записать выражения для степени спиновой поляризации дырок:

$$P_{EL} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} = \frac{P_{inj} + \frac{\tau_R}{\tau_s}(1 - \exp(-\frac{\Delta E}{kT}))}{1 + \frac{\tau_R}{\tau_s}(1 + \exp(-\frac{\Delta E}{kT}))}. \quad (6a)$$

Полученное выражение (6a) позволяет качественно оценить влияние параметров системы на итоговую картину поляризации в условиях зеемановского расщепления. Отметим, что величина  $P_{inj}$  может входить в выражение (6a) как с положительным, так и с отрицательным знаком. Рассмотрим крайние случаи для выражения (6a).

1) Случай  $\tau_R \gg \tau_s$  соответствует ситуации очень короткого времени спиновой релаксации. В случае высокого по сравнению с  $kT$  зеемановского расщепления уровней выражение (6a) может быть переписано как

$$P_{EL} \approx \frac{\frac{\tau_R}{\tau_s}(1 - \exp(-\frac{\Delta E}{kT}))}{\frac{\tau_R}{\tau_s}(1 + \exp(-\frac{\Delta E}{kT}))} = \frac{1 - \exp(-\frac{\Delta E}{kT})}{1 + \exp(-\frac{\Delta E}{kT})}, \quad (6b)$$

при этом если  $\Delta E \gg kT$ , то  $P_{EL} = 1$ . За длительное время рекомбинации успевает произойти полная релаксация по спину носителей заряда, в результате чего теряется информация о степени поляризации инжектированных носителей, а поляризация обусловлена только зеемановским расщеплением.

2) Случай  $\tau_R \ll \tau_s$  соответствует ситуации очень длинного времени спиновой релаксации. В этом случае носители в КЯ не успевают релаксировать на нижний зеемановский уровень до рекомбинации, а выражение (6a) переписывается как:

$$P_{EL} \approx P_{inj}, \quad (6c)$$

т.е. степень циркулярной поляризации определяется только инжекцией спин-поляризованных носителей из намагниченного ферромагнитного электрода. Выражение (6c) не зависит от величины зеемановского расщепления уровней.

3) Отметим также, что в случае малой величины расщепления  $\Delta E \ll kT$ ,  $P_{EL} = P_{inj}/(1 + \tau_R/\tau_s)$ . Это соответствует ситуации, которая наблюдается в слабом магнитном поле. Такой случай рассмотрен, например, в работе [13].

В условиях эксперимента, вероятно, имеет место промежуточная ситуация, для которой величины  $\tau_R$  и  $\tau_s$  одного порядка. В этом случае итоговая поляризация определяется совокупностью факторов. Так, параметром в формуле (6a), который отличается для исследованной и контрольной структур, является величина  $P_{inj}$ . Для контрольной структуры с немагнитным Au-контактом величина  $P_{inj} = 0$ , а для исследованных структур с CoPt это значение может быть как больше, так и меньше нуля, что может обуславливать различие в значениях  $P_{EL}$  в слабом магнитном поле. Однако в поле, соответствующем насыщению намагниченности CoPt, величина  $P_{inj}$  перестает изменяться (так как однозначно связана с намагничиванием контакта), а разность значений  $P_{EL}$  изменяется во всем диапазоне магнитных полей, и в максимальном доступном поле составляет величину до 0.1 (рис. 3, a). Следовательно, различие в величине  $P_{inj}$  не может объяснить зарегистрированное в эксперименте различие между значениями степени поляризации исследованной и контрольной структур.

Другим параметром, обуславливающим регистрируемую величину степени циркулярной поляризации, является соотношение  $\tau_R/\tau_s$ , которое для исследованной и контрольной структуры, вообще говоря, также может отличаться. Тот факт, что в магнитном поле 5 Т значение  $P_{EL}(\text{Au}) > P_{EL}(\text{CoPt})$ , может быть обусловлен тем, что

$$\frac{\tau_R}{\tau_s}(\text{Au}) > \frac{\tau_R}{\tau_s}(\text{CoPt}). \quad (7)$$

Поскольку интенсивности электролюминесценции для исследованной и контрольной структур находятся на одном уровне, а КЯ в обеих структурах идентичная, можно предположить, что излучательное время жизни для структур с Au- и CoPt-контактами одинаковое ( $\tau_R(\text{Au}) \approx \tau_R(\text{CoPt})$ ). Следовательно, для выполнения неравенства (7) необходимо, чтобы

$$\tau_s(\text{Au}) < \tau_s(\text{CoPt}), \quad (8)$$

т.е. для структуры с Au-контактом характерно более низкое время спиновой релаксации по сравнению со структурой с CoPt-контактом. Действительно, в этом случае в структуре с Au-контактом успевает установиться близкое к равновесному распределение носителей по зеемановским уровням, в то время как в структуре с CoPt поляризация в большей степени определяется

спиновой инжекцией (это наиболее наглядно видно на рис. 3).

Предположительно причиной неравенства (8) является встроенное магнитное поле контакта CoPt. Ранее в работе [5] нами было показано, что неоднородный по составу намагниченный контакт CoPt является источником магнитного поля, параллельная компонента которого обуславливает прецессию спин-поляризованных носителей в режиме спиновой инжекции. Спиновая прецессия, в частности, обуславливает инверсию знака  $P_{inj}$  в слабом магнитном поле (такая инверсия наблюдается для второй КЯ в исследованной структуре, что показано на рис. 4). Можно предположить, что компонента этого неоднородного поля, перпендикулярная плоскости пленки CoPt, может также оказывать влияние на процессы спиновой релаксации.

В частности известно, что время спиновой релаксации по механизму Дьяконова–Переля увеличивается в магнитном поле [14]. При этом повышение  $\tau_s$  происходит независимо от направления магнитного поля. Подавление механизма Дьяконова–Переля магнитным полем контакта повышает общее время спиновой релаксации, что и наблюдается в эксперименте.

Максимальная амплитуда внутреннего магнитного поля достигается на минимальном расстоянии от CoPt-электрода. Это объясняет наибольшие различия между значениями  $P_{EL}$  для исследованной и контрольной структур именно для первой КЯ. По мере удаления от контакта амплитуда поля уменьшается, и оно оказывает все меньшее влияние на  $\tau_s$ . Для наиболее удаленной от поверхности КЯ значения степени поляризации в исследованной и контрольной структуре близки друг к другу.

Отметим также, что действие перпендикулярной компоненты внутреннего магнитного поля контакта сказывается и на величине зеемановского расщепления уровней  $\Delta E$ . Однако в отличие от параметра  $\tau_s$ , величина которого повышается при любом направлении магнитного поля контакта, изменение величины  $\Delta E$  зависит от направления поля: если внутреннее магнитное поле контакта сонаправлено с внешним,  $\Delta E$  и степень поляризации увеличиваются, если противоположно (т.е. компенсирует внешнее поле) — и  $\Delta E$ , и  $P_{EL}$  уменьшаются. При случайном распределении магнитных неоднородностей в контакте CoPt направление поля контакта должно меняться от точки к точке, а усредненное по площади контакта значение будет равно нулю. В подобной системе линейный по магнитному полю эффект изменения  $\Delta E$  отсутствует [5], следовательно, модуляция зеемановского расщепления не может обуславливать наблюдаемое в эксперименте значительное отличие степени циркулярной поляризации для магнитной и контрольной структур.

## Заключение

В заключении отметим, что сравнительный анализ зависимостей  $P_{EL}(B)$  для светоизлучающих диодов с магнитным (CoPt) и немагнитным (Au) контактом в области малых магнитных полей позволяет выявить вклад спиновой инжекции из CoPt в регистрируемую циркулярную поляризацию ЭЛ. В области сильных магнитных полей (при которых существенным становится зеемановское расщепление уровней) сопоставление тех же структур выявило влияние времени спиновой релаксации носителей  $\tau_s$  на степень циркулярной поляризации. В частности, для структуры с CoPt указанный параметр модулируется магнитным полем неоднородно намагниченного контакта, что приводит к снижению степени циркулярной поляризации по сравнению с контрольной структурой. Таким образом, анализ статических параметров спиновых светоизлучающих диодов (зависимость  $P_{EL}(B)$  при постоянном воздействии) позволяет сделать качественные выводы о кинетических свойствах системы (время спиновой релаксации  $\tau_s$ ). Данный вывод представляется ценным с методической точки зрения для оценки влияния внутреннего магнитного поля ферромагнитного слоя на процессы спиновой инжекции.

## Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 21-79-20186).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] M. Holub, P. Bhattacharya. J. Phys. D: Appl. Phys., **40**, R179 (2007). DOI: 10.1088/0022-3727/40/11/R01
- [2] S.H. Liang, T.T. Zhang, P. Barate, J. Frougier, M. Vidal, P. Renucci, B. Xu, H. Jaffres, J.-M. George, X. Devaux, M. Hehn, X. Marie, S. Mangin, H.X. Yang, A. Hallal, M. Chshiev, T. Amand, H.F. Liu, D.P. Liu, X.F. Han, Z.G. Wang, Y. Lu. Phys. Rev. B, **90**, 085310 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevB.90.085310
- [3] L. Huang, H. Wu, P. Liu, X.M. Zhang, B.S. Tao, C.H. Wan, Y. Yan, X.F. Han. Appl. Phys. Lett., **113** (2), 222402 (2018). DOI: 10.1063/1.5052193
- [4] P. Barate, S. Liang, T.T. Zhang, J. Frougier, M. Vidal, P. Renucci, X. Devaux, B. Xu, H. Jaffrés, J.M. George, X. Marie, M. Hehn, S. Mangin, Y. Zheng, T. Amand, B. Tao, X.F. Han, Z. Wang, Y. Lu. Appl. Phys. Lett., **105**, 012404 (2014). DOI: 10.1063/1.4887347
- [5] М.В. Дорохин, М.В. Ведь, П.Б. Демина, А.В. Здоровейщев, А.В. Кудрин, А.В. Рыков, Ю.М. Кузнецов. ФТТ, **59** (11), 2135 (2017). DOI: 10.21883/FTT.2017.11.45050.13k [M.V. Dorokhin, M.V. Ved', P.B. Demina, A.V. Zdroveyshchev, A.V. Kudrin, A.V. Rykov, Yu.M. Kuznetsov. Phys. Solid State, **59** (11), 2155 (2017). DOI: 10.1134/S1063783417110087]

- [6] А.В. Здорoveйщев, М.В. Дорохин, П.Б. Демина, А.В. Кудрин, О.В. Вихрова, М.В. Ведь, Ю.А. Данилов, И.В. Ерофеева, Р.Н. Крюков, Д.Е. Николитчев. *ФТП*, **49** (12), 1649 (2015). [A.V. Zdoroveyshchev, M.V. Dorokhin, P.B. Demina, A.V. Kudrin, O.V. Vikhrova, M.V. Ved', Yu.A. Danilov, I.V. Erofeeva, R.N. Krjukov, D.E. Nikolichev. *Semiconductors*, **49** (12), 1601 (2015). DOI: 10.1134/S106378261512026X]
- [7] N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A.H. MacDonald, N.P. Ong. *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 1539 (2010). DOI: 10.1103/RevModPhys.82.1539
- [8] М.В. Дорохин, П.Б. Демина, Н.В. Байдусь, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, М.М. Прокофьева. *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*, **5**, 34 (2010).
- [9] R. Kotlyar, L.T. Reinecke, M. Bayer, A. Forchel. *Phys. Rev. B*, **63**, 085310 (2001). DOI: 10.1103/PhysRevB.63.085310
- [10] B. Kowalski, P. Omling, B.K. Meyer, D.M. Hofmann, V. Harle, F. Scholz, P. Sobkowicz. *Semicond. Sci. Tech.*, **11**, 1416 (1996). DOI: 10.1088/0268-1242/11/10/011
- [11] L.K. Castelano, D. Ferreira Cesar, V. Lopez-Richard, G.E. Marques, O.D.D. Couto Jr., F. Iikawa, R. Hey, P.V. Santos. *Phys. Rev. B*, **84**, 205332 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevB.84.205332
- [12] Ю.Н. Дроздов, Н.В. Байдусь, Б.Н. Звонков, М.Н. Дроздов, О.И. Хрыкин, В.И. Шашкин. *ФТП*, **37** (2), 203 (2003). [Y.N. Drozdov, N.V. Baidus', B.N. Zvonkov, M.N. Drozdov, O.I. Khrykin, V.I. Shashkin. *Semicond.*, **37**, 194 (2003). DOI: 10.1134/1.1548664]
- [13] G. Salis, R. Wang, X. Jiang, R.M. Shelby, S.S.P. Parkin, S.R. Bank, J.S. Harris. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 262503 (2005). DOI: 10.1063/1.2149369
- [14] *Оптическая ориентация*, под ред. Б.П. Захарчени, Ф. Майера (Наука, Л., 1989)