

05,03

Спин-зависимое фотопоглощение в структурах с квантовой ямой InGaAs/GaAs и близкорасположенным дельта-слоем Mn

© М.В. Дорохин, М.В. Ведь, П.Б. Дёмина, А.В. Здоровейцев, Е.И. Малышева,
Д.В. Хомицкий, И.В. Ерофеева, Д.А. Ноздрин

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

E-mail: dorokhin@nifti.unn.ru

Поступила в Редакцию 6 марта 2026 г.

В окончательной редакции 9 марта 2026 г.

Принята к публикации 13 марта 2026 г.

Выполнено расширенное исследование спин-зависимого фотоэлектрического эффекта в диодах Шоттки на основе гетероструктур с квантовой ямой InGaAs/GaAs и близкорасположенным дельта-слоем Mn. Эффект заключается в зависимости сигнала фотоэдс от знака циркулярной поляризации облучающего структуру света. Эффект носит резонансный характер: при накачке светом с энергией, соответствующей основному переходу в квантовой яме, значение разностной фотоэдс максимально. Эффект объясняется конкуренцией двух спин-зависимых процессов: рекомбинации носителей в квантовой яме и выбросом из нее электронов. Зависимость рекомбинации от исходной спиновой поляризации связывается с влиянием дельта-слоя Mn на равновесную поляризацию дырок. За счет действия правил отбора для оптических переходов при этом варьируется рекомбинационное время жизни. Спин-зависимый уход обусловлен туннелированием на расщепленные по спину состояния, связанные с сильным легированием арсенида галлия марганцем. Экспериментальные исследования эффекта спин-зависимой фотоэдс позволяют анализировать механизмы взаимодействия носителей заряда с атомами Mn в дельта-слое.

Ключевые слова: спин-зависимый фотоэлектрический эффект, диоды Шоттки, арсенид галлия.

DOI: 10.61011/FTT.2026.08.63688.23NN

1. Введение

Одним из перспективных направлений развития современной микро- и нанoeлектроники является спинтроника [1–4]. Это наука, изучающая спин-зависимые явления в твердотельных структурах, а также способы применения этих явлений в электронных схемах: для передачи, хранения и обработки информации посредством спина носителей заряда. Полупроводниковая спинтроника рассматривает спин-зависимые явления в полупроводниковых материалах, в первую очередь — в основных материалах микроэлектроники: в кремнии и GaAs [1,5].

Ключевой операцией для регистрации и применения спин-зависимых эффектов является создание неравновесной спиновой поляризации носителей заряда в указанных материалах, поскольку равновесная спиновая поляризация в них равна нулю [1,6]. В числе методов создания спиновой поляризации наиболее изучены явления электрической инжекции спин-поляризованных носителей из намагниченного ферромагнитного электрода в полупроводник [1,7] и спиновая поляризация при накачке циркулярно-поляризованным светом [6,8]. Значительно менее проработаны и изучены гибридные системы вида „ферромагнетик/полупроводник“, в которых возникает равновесная спиновая поляризация носителей заряда, локализованных вблизи намагниченного ферромагнитного слоя [9–12].

К первым работам, рассматривающим такие системы, относится серия статей [9,10], в которых исследованы гибридные структуры ферромагнетик/полупроводник (Ni/GaAs, InMnAs/InAs). В этих работах было показано, что накачка полупроводника циркулярно-поляризованным светом обеспечивает спиновую поляризацию носителей, которые за счет обменного взаимодействия вызывают намагничивание близкорасположенного ферромагнитного контакта. Другой системой, рассмотренной в серии работ [11,13–16] являются структуры с квантовой ямой (КЯ) InGaAs/GaAs и расположенным вблизи нее дельта-слоем Mn в матрице GaAs. В протипированных выше работах было показано, что при температуре ниже точки Кюри дельта-слоя Mn (30–40 K) реализуется взаимодействие носителей заряда с ионами Mn, приводящее к спиновой поляризации в КЯ. Механизм взаимодействия, обуславливающий спиновую поляризацию, долгое время являлся предметом дискуссии. Разнообразные экспериментальные результаты интерпретируются различным образом (обзор основных данных выполнен в работе [17]).

Уточнение конкретного механизма взаимодействия — важный шаг для дальнейшего развития данной тематики с точки зрения практических применений: это позволит найти пути повышения температуры Кюри и степени спиновой поляризации. Однако, несмотря на большое количество выполненных разными группами экспериментальных исследований (напр. [16–18]), так и не удалось

разработать адекватную модель, которая объясняла бы все полученные экспериментальные результаты.

По этой причине необходимо привлечение дополнительных исследовательских методик, принцип работы которых напрямую связан с взаимодействием носителей в квантовой яме и заряда ионов Mn в дельта-слое. В работе [19] в качестве такого нового метода предложено измерение спин-зависимой фотоэдс. В основу данной методики положена генерация фотоэдс в структуре InGaAs/GaAs/ δ (Mn). Поскольку, как известно, в подобной диодной структуре формируется потенциальный барьер [11,19], при поглощении света в ней возбуждается сигнал фотоэдс. В работе [19] было показано, что при накачке циркулярно-поляризованным светом сигнал фотоэдс зависит от намагниченности слоя и знака поляризации возбуждающего излучения. Иными словами, в намагниченной структуре величина фотоэдс при накачке право- и левополяризованным светом различается. Разность значений фотоэдс зависит от магнитного поля, а вид зависимости подобен магнитопольевой зависимости намагниченности δ (Mn) [19]. При возбуждении циркулярно-поляризованным светом в структуре происходит генерация спин-поляризованных носителей, причем изменение длины волны возбуждения позволяет изменять область, где эти носители генерируются. Например, согласно [19], возможно возбуждение носителей непосредственно в квантовой яме InGaAs при резонансной накачке с длиной волны, соответствующей энергии основного перехода в КЯ.

Взаимодействие спин-поляризованных носителей с ненамагниченным (в нулевом магнитном поле) или намагниченным внешним полем дельта-слоем Mn обуславливает генерацию фотоэдс, величина которой зависит от знака поляризации. Механизм взаимодействия определяет характеристики фотоэдс: величину и разность между значениями, полученными при накачке право- и левополяризованным светом. Измерение этих характеристик, таким образом, позволяет изучать взаимодействие между ионами Mn и носителями заряда в КЯ.

В настоящей работе выполнено исследование спин-зависимой фотоэдс на серии магнитных наноструктур InGaAs/GaAs/ δ (Mn). Варьировалось расстояние между дельта-слоем и квантовой ямой (толщина спейсерного слоя d_s), длина волны возбуждения и температура измерений. Полученные результаты дополняют и уточняют результаты экспериментов, обсуждавшихся в работе [19]: увеличено количество структур, варьирование d_s выполнено в более широких пределах, исследована температурная зависимость эффекта. Основной целью работы является получение и интерпретация массива экспериментальных данных, которые обеспечат более глубокое понимание механизма взаимодействия носителей заряда в квантовой яме и ионов Mn в дельта-слое.

2. Методы формирования и исследования образцов

Образцы для исследований были сформированы комбинированным методом, сочетающим МОС-гидридную эпитаксию при атмосферном давлении (для выращивания полупроводниковой части структуры) и импульсное лазерное осаждение (для выращивания ферромагнитного δ -слоя и покровного слоя GaAs). На подложке n -GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии были последовательно выращены буферный слой GaAs, квантовая яма $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$ и тонкий (спейсерный) слой GaAs. На следующем этапе методом импульсного лазерного осаждения в потоке водорода формировались дельта-слой Mn и слой GaAs толщиной 12 nm (структуры 1, 2, 3), и 40 nm (структуры 4, 5). Варьировалось расстояние между квантовой ямой и ферромагнитным слоем (толщина спейсерного слоя GaAs d_s). Для формирования структуры фотоприемника на поверхности образца создавался тонкий золотой полупрозрачный контакт Шоттки. Омический контакт с подложкой n -GaAs формировался искровым вжиганием фольги Sn. Схема структур приведена на рис. 1. Параметры образцов для исследований приведены в табл. 1.

На сформированных диодах Шоттки были выполнены измерения спектров фотоэдс в диапазоне температур 10–300 K. Образцы помещались в криостат замкнутого цикла JanisCCS-300S, температура задавалась контроллером Lakeshore 335.

Для получения фотоотклика образцы облучались галогеновой лампой: излучение лампы фокусировалось на входную щель монохроматора МДР-23 для выделения нужного спектрального диапазона. На выходе монохроматора размещалась оптическая схема, которая представляла собой систему линз (для формирования плоскопараллельного пучка света и фокусировки света на образец), а также поляризатор и ахроматическую четвертьволновую пластину для формирования циркулярно-поляризованного света. Поворотом четвертьволновой пластины циркулярная поляризация излучения менялась с правой (σ^+) на левую (σ^-). В результате облучения светом регистрировался сигнал фотоэдс U_λ^+ или U_λ^- для заданного значения длины волны λ и поляризации возбуждающего света σ^+ или σ^- соответственно.

Рассчитывалось значение степени поляризации фотоэдс P_U по формуле:

$$P_U = \frac{U_\lambda^+ - U_\lambda^-}{U_\lambda^+ + U_\lambda^-} \cdot 100\%. \quad (1)$$

В ходе эксперимента варьировались длина волны облучения в диапазоне от 800 nm (в области межзонного поглощения GaAs) до 920 nm (ниже края поглощения квантовой ямы $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$), а также температура измерений (10–300 K). Погрешность измерений P_U составляла примерно 0.1 %, что достигалось использованием схемы синхронного детектирования, усреднением

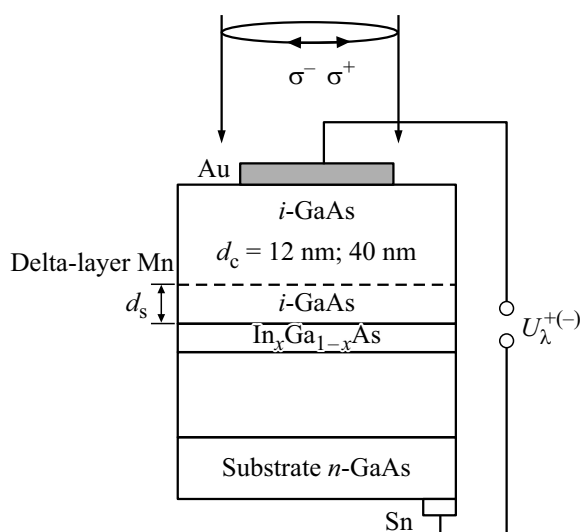


Рис. 1. Схема структур для исследования спин-зависимой фотоэдс. Структура представляет собой диод, который попеременно облучался светом с правой (σ^+) и левой (σ^-) циркулярной поляризации. В образцах варьировалось расстояние между дельта-слоем Mn и КЯ (d_s).

Таблица 1. Параметры образцов

№	d_s , nm	d_c , nm
1	2	12
2	4	12
3	8	12
4	2	40
5	8	40

значений $U_{\lambda}^{+(-)}$ по 1000 измерений, а также повторными измерениями фотоэдс одних и тех же образцов.

Дополнительно были выполнены исследования спектров фотоэдс $U(\lambda)$, где

$$U(\lambda) = U_{\lambda}^{+} + U_{\lambda}^{-}. \quad (2)$$

Измерения спектров фотолюминесценции (ФЛ) выполнялись для контроля технологических режимов, для этого поверхность образцов, не закрытая Au-контактом, облучалась He–Ne-лазером ($\lambda \approx 0.6328 \text{ nm}$), мощностью 40 mW, излучение ФЛ собиралось с лицевой поверхности образцов регистрировалось с помощью монохроматора МДР-23 и фотоприемника. Температура измерения спектров фотоэдс и фотолюминесценции составляла 10 K.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 2 представлены спектры фотоэдс (кривая 1) и спектры фотолюминесценции (кривая 2) образца 5.

Представленные кривые наиболее показательно демонстрируют спектральные особенности образцов. Спектры всех остальных структур аналогичны показанным на рис. 2, но отличаются от них меньшим сигналом на длине волны, соответствующей переходам в квантовой яме (890–900 nm).

На спектре фотоэдс наибольший сигнал регистрируется в области межзонного поглощения GaAs, что вполне согласуется с известными представлениями. При облучении образца с лицевой стороны межзонное поглощение осуществляется в области пространственного заряда диода Шоттки, поэтому фотовозбужденные носители дают вклад в сигнал фотоэдс. При повышении длины волны выше 810 nm имеет место спад фотосигнала, характерный для края межзонного поглощения, далее, при 890 nm следует локальный максимум, связанный с поглощением фотонов в квантовой яме. Положение максимума фотопоглощения хорошо согласуется с положением максимума ФЛ ($\lambda \approx 902 \text{ nm}$). Отсутствие точного совпадения максимумов обусловлено тем, что в режиме фотоэдс квантовая яма находится в электрическом поле потенциального барьера, что искажает структуру энергетических уровней [20].

На рис. 3 представлены магнитолевые зависимости поляризации фотоэдс, рассчитанные по формуле (1) для образцов 5 (рис. 3, а) и 2 (рис. 3, б).

Температура измерений составляла 10 K; длина волны возбуждения составляла 890 nm (рис. 3, а, кривая 1) или 900 nm (рис. 3, б, кривая 1), что соответствует поглощению в квантовой яме, а также 830 nm (рис. 3, а, кривая 2), что соответствует межзонному поглощению, и 930 nm (рис. 3, б, кривая 2), что соответствует энергии меньшей, чем энергия основного перехода в квантовой яме. Видно, что при резонансном возбуждении на длине волны, соответствующей переходам в КЯ, зависимость $P_U(H)$ носит явно нелинейный характер с выходом в насыщение в магнитном поле $\sim 750 \text{ Oe}$. Вид зависимости подобен магнитолевой зависимости намагниченности

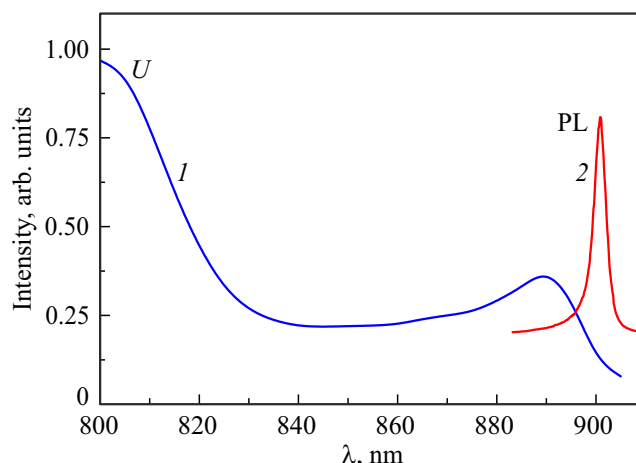


Рис. 2. Спектры фотоэдс (кривая 1) и фотолюминесценции (кривая 2), измеренные для образца 1 при температуре 10 K.

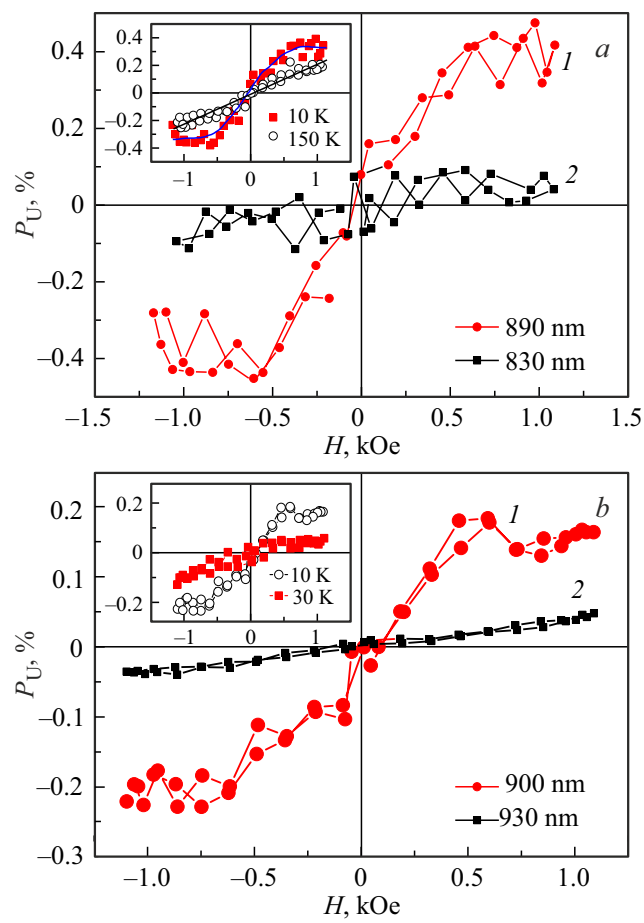


Рис. 3. Магнитополевые зависимости степени поляризации фотоэдса, измеренные для образцов 5 (а) и 2 (b) при длине волны: (а) 890 nm (кривая 1) и 830 nm (кривая 2); (b) 900 nm (кривая 1) и 930 nm (кривая 2). На вставках представлены магнитополевые зависимости P_U , измеренные для образца 5 при 10 и 150 K (а), и для образца 2 при 10 и 30 K (b).

дельта-слоя Mn, что подтверждено в предыдущих наших работах [11–15].

При длине волны возбуждения 830 nm, соответствующей межзонному поглощению в GaAs, значение P_U близко к погрешности измерений во всем диапазоне магнитных полей. При длине волны возбуждения, превышающей край поглощения КЯ, значение степени поляризации фотоэдса резко уменьшается (также на этой длине волны характерно уменьшение сигнала фотоэдса). Резонансный характер эффекта подчеркивается представленной на рис. 4 зависимостью P_U от длины волны возбуждения, измеренной в магнитном поле 1 kOe. При повышении длины волны от 830 до 930 nm имеет место немонотонное изменение значения P_U , максимальное значение зарегистрировано на длине волны межзонного оптического перехода в КЯ.

Подчеркнем сходство результатов для всех исследованных структур, в том числе, для структур 5 и 2, данные по которым представлены на рис. 3, а, b и рис. 4.

Различаются лишь значения степени поляризации фотоэдса, что отражено в табл. 2.

На рис. 5 представлена температурная зависимость степени поляризации поглощения, измеренная в магнитном поле 1 kOe при длине волны возбуждения, соответствующей межзонным переходам в КЯ (длина волны повышалась по мере роста температур, что обусловлено температурной зависимостью ширины запрещенной зоны). Зарегистрирован резкий спад P_U при повышении температуры от 10 до 40 K, значение 40 K хорошо коррелирует с установленным ранее значением температуры Кюри структур [11–15]. При дальнейшем повышении температуры имеет место медленный спад степени поляризации поглощения, однако превышающее погрешность измерений значение P_U регистрируется даже при 300 K.

Отметим, что с ростом температуры растет абсолютный сигнал фотоэдса, что позволяет измерять разностный сигнал с более высокой точностью. Также отметим, что выше точки Кюри зависимость $P_U(H)$ носит линейный характер. Магнитополевые зависимости P_U , измеренные для образца 5 при 10 и 150 K, представлены на вставке

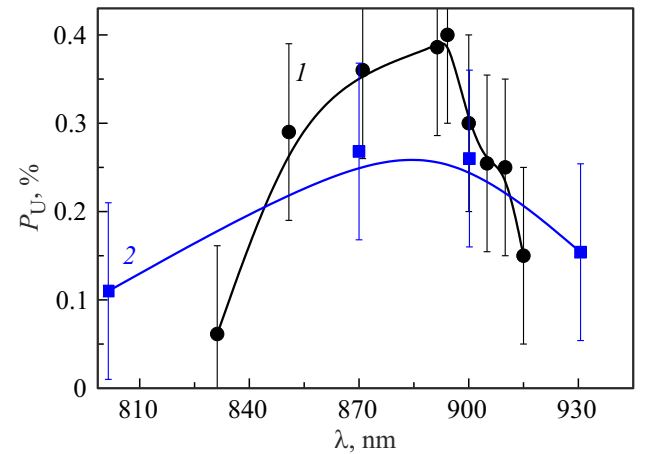


Рис. 4. Зависимость степени поляризации фотоэдса, рассчитанной по формуле (1), от длины волны возбуждающего излучения для образца 5 (кривая 1) и образца 2 (кривая 2). Измерения фотоэдса выполнены при температуре 10 K и в магнитном поле 1 kOe.

Таблица 2. Параметры поляризации фотоэдса, рассчитанные по формуле (1) для исследованных структур

№	d_s , nm	d_c , nm	P_U (10 K, 1 kOe), %
1	2	12	0.21
2	4	12	0.19
3	8	12	0.32
4	2	40	0.26
5	8	40	0.42

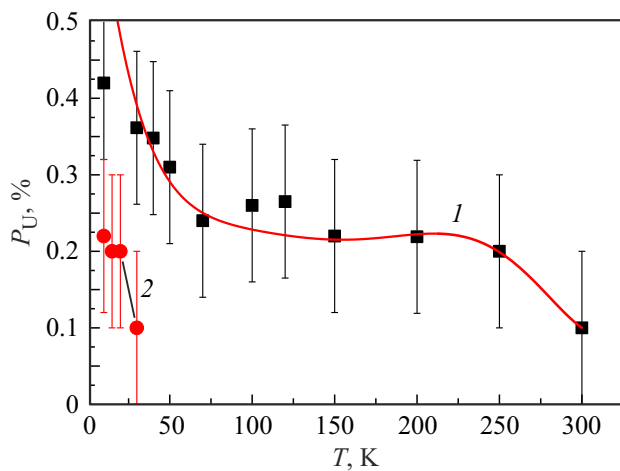


Рис. 5. Температурная зависимость степени поляризации фотоэдс, рассчитанной по формуле (1) для образца 5 (кривая 1) и образца 2 (кривая 2). Магнитное поле составляло 1 кОе, длина волны возбуждения составила 890 нм для образца 5 и 900 нм для образца 2, что соответствует энергии основного перехода в квантовой яме.

на рис. 3, а, а измеренные для образца 2 при 10 и 30 К — на вставке на рис. 3, b.

Перейдем к обсуждению полученных экспериментальных результатов. Очевидно, вид кривой $P_U(H)$ определяется магнитолевой зависимостью намагниченности дельта-слоя Мп, которая одинакова для всех исследованных структур (т.к. дельта-слой формировался в одном и том же режиме). Это объясняет неизменность магнитных характеристик от структуры к структуре. Также одинаковая форма зависимости $P_U(H)$ для всех образцов подтверждает предположение, что само появление разностного сигнала P_U обусловлено взаимодействием фотовозбужденных носителей с дельта-слоем Мп. Механизм этого взаимодействия можно определить, исходя из полученных экспериментальных данных.

Максимальное значение P_U определяется механизмами фотоотклика и механизмами взаимодействия ионов Мп с носителями в КЯ, которые, разумеется, зависят от параметров структур и, в частности, от величины d_s . Для анализа механизмов спин-зависимого фотоотклика рассмотрим основные процессы, протекающие при регистрации фотоэлектрического сигнала (рис. 6). Поскольку вид зависимости $P_U(H)$ однозначно связывает ее с намагничиванием дельта-слоя Мп, будем рассматривать процессы, протекающие в магнитном поле 1 кОе, соответствующем намагничиванию дельта-слоя до насыщения (в этом поле сигнал P_U максимален по модулю).

В схеме на рис. 6 можно выделить следующие процессы:

1. Поглощение падающего света в объеме полупроводника. В зависимости от длины волны излучения, поглощение осуществляется либо в приповерхностной области полупроводника (синяя стрелка на рис. 6, а),

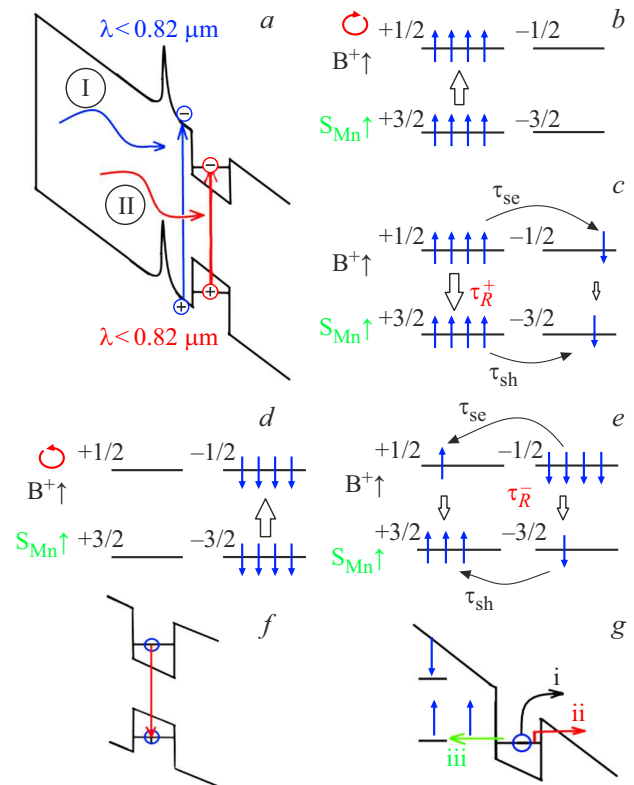


Рис. 6. К описанию процессов, протекающих при измерении фотоэдс в исследованных структурах с дельта-слоем Мп. (а) Зонная диаграмма структуры, находящейся в электрическом поле барьера Шоттки. Процесс 1 — поглощение фотона и генерация электронно-дырочных пар. При энергии фотона выше ширины запрещенной зоны GaAs ($\lambda < 0.82 \mu\text{m}$) осуществляется межзонное поглощение (синие стрелки), при $\lambda > 0.82 \mu\text{m}$ — поглощение в области квантовой ямы (красные стрелки). (b) Правила отбора при оптических переходах в КЯ. Уровень легких дырок со спином $\pm 1/2$ вытесняется в континуум. При поглощении фотона со спином -1 рождаются электроны со спином $+1/2$ и дырки со спином $+3/2$. Спин марганца ориентирован магнитным полем. (c) Процесс 2 — спиновая релаксация, приводящая к заполнению уровней с неосновным спином, с характерным временем τ_{se} и процесс 3 — рекомбинация носителей в соответствии с правилами отбора с характерным временем τ_R^+ . Итоговая спиновая поляризация дырок определяется взаимодействием с ионами Мп, ориентированными магнитным полем. (d) Оптические переходы при накачке светом со спином фотона $+1$, приводящие к генерации электронов со спином $-1/2$ и дырок со спином $-3/2$. (e) Процесс 2 при накачке светом со спином фотона $+1$ — спиновая релаксация электронов с характерным временем τ_{se} и дырок с характерным временем τ_{sh} . Спиновая релаксация происходит при взаимодействии дырок со спином Мп, ориентированным магнитным полем. Процесс 3 — рекомбинация носителей в соответствии с правилами отбора с характерным временем τ_R^- . В силу взаимодействия с ионами Мп спин дырок перераспределяется, как показано на рисунке. (f) Схема удаления носителей из квантовой ямы за счет рекомбинации. (g) Схема выброса носителей из квантовой ямы (процесс 4) по трем механизмам: i — термический выброс, ii — термически активированное туннелирование через треугольный потенциальный барьер, iii — спин-зависимое туннелирование на состояния, связанные с дельта-слоем Мп.

либо непосредственно в квантовой яме (красная стрелка на рис. 6, а). В результате поглощения циркулярно-поляризованного света происходит генерация спин-поляризованных носителей [6,21].

Исходя из того, что значение поляризации фотоэдс при межзонном возбуждении близко к нулю с учетом погрешности измерений, будем считать, что никакие процессы при такой энергии возбуждения не являются спин-зависимыми. По этой причине далее будем рассматривать только процессы, протекающие при возбуждении с энергией, меньшей, чем ширина запрещенной зоны GaAs: в этом случае поглощение света осуществляется в тонком слое квантовой ямы. В напряженной квантовой яме $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ энергетический уровень легких дырок вытесняется в континуум [22], оптические переходы осуществляются только с участием тяжелых дырок. В результате возможно создание 100 % спиновой поляризации электронов и дырок (как показано на рис. 6, б).

2. Спиновая релаксация электронов и дырок протекает с характерными временами τ_{se} и τ_{sh} . Этот процесс приводит к уменьшению степени спиновой поляризации до равновесного состояния, которое определяется внешним магнитным полем, а также взаимодействием дырок с дельта-слоем Mn, как было показано в [14,15].

3. Рекомбинация с участием спин-поляризованных носителей с характерным временем τ_R . Рекомбинация может осуществляться по излучательному или безызлучательному механизму с временами τ_{RI} и τ_{RN} , соответственно. Рекомбинация по излучательному механизму сопровождается испусканием циркулярно-поляризованного света [6], степень поляризации которого зависит от соотношения времен τ_{RI} и $\tau_{se(sh)}$, а также от исходной поляризации фотовозбужденных носителей.

4. Выброс носителей из квантовой ямы с участием различных механизмов. Следуя работам [19,23] можно назвать три основных механизма выброса:

i — термический выброс за счет придания носителям энергии, превышающей величину ограничивающего потенциала в КЯ. При низкой температуре измерений данный механизм маловероятен;

ii — туннелирование через треугольный потенциальный барьер, образованный изгибом зон в электрическом поле области пространственного заряда [13];

iii — туннелирование на состояния, связанные с введением в узкой области GaAs атомов Mn в концентрации, превышающей предел равновесной растворимости [19].

Обозначим общее характерное время выброса τ_V .

5. Разделение носителей заряда электрическим полем потенциального барьера (не показан на рисунке). Именно этот процесс дает вклад в регистрируемое значение фотоэдс. Данный процесс эффективен для электронов, выброшенных из квантовой ямы в зону проводимости GaAs и для дырок, выброшенных из квантовой ямы в валентную зону GaAs.

Поглощение фотонов и разделение носителей заряда полем являются спин-независимыми. Первое — вслед-

ствие того, что в силу малой толщины дельта-слоя спин-зависимое поглощение пренебрежимо мало [19]. Это отчасти подтверждает нулевое значение поляризации при межзонном возбуждении. Процесс 5 — разделение носителей — также не является спин-зависимым, поскольку определяется электрическим полем области пространственного заряда. Очевидно, сигналы фотоэдс и поляризации фотоэдс определяются эффективностью процессов излучательной рекомбинации и выброса носителей заряда (процессы 3 и 4, рис. 6, f и g, соответственно). Оба указанных процесса являются спин-зависимыми в том смысле, что их эффективность и характерные времена зависят от знака поляризации возбуждающего света, как и от спина фотовозбужденных носителей заряда.

Процессы 1 и 2 обуславливают спиновую поляризацию электронов и дырок, участвующих в выбросе и рекомбинации. В фиксированном магнитном поле при накачке светом с левой и правой поляризацией заселенность подзон со спинами $\pm 1/2$ для электронов и $\pm 3/2$ для дырок будет различной (наглядная иллюстрация показана на рис. 6). Именно зависимость процессов выброса и рекомбинации от направления спина и определяет различный отклик фотоэдс при накачке светом, циркулярно-поляризованным по правому и по левому кругу.

Обсудим природу зависимости скорости рекомбинации от спина носителей заряда. В начальный момент времени имеет место близкая к 100 % спиновая поляризация электронов и дырок (рис. 6, б). В процессе рекомбинации протекает спиновая релаксация, которая обуславливает перераспределение носителей между спиновыми подзонами (рис. 6, в). Как правило считается, что наиболее быстрым процессом является спиновая релаксация дырок ($\tau_{sh} \ll \tau_{se}, \tau_V, \tau_R$). Поэтому рекомбинация протекает при установившемся квазиравновесном распределении дырок по состояниям [19]. В работе [15] было показано, что равновесная спиновая поляризация дырок определяется взаимодействием с ионами Mn в дельта-слое. В магнитном поле спины ионов марганца ориентированы в соответствии с направлением поля. Поэтому при накачке светом как со спином фотона +1, так и со спином фотона -1 спиновая поляризация дырок примерно одинаковая и определяется направлением спина Mn. Спины электронов менее подвержены влиянию Mn, а спиновая релаксация электронов является более медленным процессом, поэтому за время рекомбинации спиновая поляризация электронов сохраняется (хотя степень поляризации значительно снижается).

Качественная картина распределения электронов и дырок по спиновым состояниям в процессе рекомбинации представлена на рис. 6, в и рис. 6, е при накачке светом с разной поляризацией. Рекомбинация осуществляется в соответствии с правилами отбора: при накачке светом со спином фотона -1 рекомбинация осуществляется между основными состояниями электронов и дырок (рис. 6, в), а при накачке светом со спином фотона +1

переходы между основными состояниями электронов и дырок значительно менее вероятны в силу несоответствия концентраций спин-поляризованных носителей (рис. 6, *е*). Подобная особенность приводит к тому, что время жизни относительно излучательной рекомбинации и, соответственно, общее рекомбинационное время жизни зависят от поляризации возбуждающего излучения (τ_R^+ и τ_R^- , соответственно).

Теперь обсудим природу зависимости выброса носителей от направления спина. Из трех перечисленных выше процессов спин-зависимым является только процесс туннелирования на состояния, связанные с легированием марганцем (*iii*). Термический выброс (*i*) и туннелирование через треугольный потенциальный барьер (*ii*) в пренебрежении спиновым расщеплением в магнитном поле не зависят от спина. Чем выше длина волны возбуждения, тем больше вклад этих процессов в выброс носителей, а поляризация фотоэдс при этом становится меньше (рис. 4). Природа спин-зависимого ухода электронов на состояния в дельта-слое Мп обсуждалась в работе [19]. Причиной является гигантское спиновое расщепление уровней в запрещенной зоне, вследствие этого общее время выброса носителей (включающее время спин-зависимого ухода электронов) также зависит от поляризации возбуждающего света (τ_V^+ и τ_V^- , соответственно).

Сигнал фотоэдс зависит от соотношения эффективностей двух указанных конкурирующих процессов. В первом приближении можно записать:

$$U_{\lambda}^{+(-)} \propto \frac{\tau_R^{+(-)}}{\tau_R^{+(-)} + \tau_V^{+(-)}}. \quad (3)$$

При большом рекомбинационном времени жизни все носители заряда с обоими значениями спинов выбрасываются из КЯ, таким образом, процесс становится спин-независимым.

При малом рекомбинационном времени жизни

$$\tau_R^{+(-)} \ll \tau_V^{+(-)}, \quad (4)$$

тогда

$$U_{\lambda}^{+(-)} \sim \frac{1}{\tau_V^{+(-)}}. \quad (5)$$

В подобном случае спиновой зависимостью рекомбинационного времени можно пренебречь, и поляризация фотоэдс будет обусловлена только спин-зависимым выбросом электронов из КЯ. По-видимому, именно этот случай имеет место для структур, рассмотренных в работе [19]. Характерным признаком выполнения условия (4) является экспоненциальная зависимость P_U от толщины спейсерного слоя [19] (поскольку вероятность выброса носителя с определенным спином экспоненциально зависит от d_s). Однако, для исследованных образцов, напротив, зарегистрирована слабая зависимость P_U от толщины спейсерного слоя (табл. 2).

Для объяснения полученных нами экспериментальных результатов следует рассматривать более общую картину, в рамках которой времена $\tau_R^{+(-)}$ и $\tau_V^{+(-)}$ сопоставимы, и в расчетах необходимо учитывать оба конкурирующих процесса: и рекомбинацию, и выброс. Спин-зависимая рекомбинация обусловлена взаимодействием дырок с ионами Мп, для которого, в целом, характерна убыль эффективности с повышением толщины спейсерного слоя. Для спин-зависимого выброса, напротив, авторами [19] зарегистрирована обратная зависимость: с повышением толщины спейсерного слоя амплитуда эффекта увеличивается. Согласно формуле (3), результирующее значение поляризации фотоэдс определяется балансом между двумя конкурирующими спин-зависимыми процессами. В силу высказанных выше соображений зависимость $P_U(d_s)$ может иметь сложный немономонотонный вид, что и наблюдается в эксперименте.

Таким образом, нами было выполнено расширенное исследование спин-зависимого фотоэлектрического эффекта в диодах Шоттки на основе гетероструктур с квантовой ямой InGaAs/GaAs и близкорасположенным дельта-слоем Мп. Эффект заключается в зависимости сигнала фотоэдс от знака циркулярной поляризации облучающего структуру света. Эффект носит резонансный характер: при накачке светом с энергией, соответствующей основному переходу в квантовой яме, значение разностной фотоэдс (P_U , определяемой по формуле (1)) максимально. Эффект объясняется конкуренцией двух спин-зависимых процессов: рекомбинации носителей в квантовой яме и выбросом из нее электронов. Зависимость рекомбинации от исходной спиновой поляризации связывается с влиянием дельта-слоя Мп на равновесную поляризацию дырок, что влияет на рекомбинационное время жизни. Спин-зависимый уход обусловлен туннелированием на расщепленные по спину состояния, связанные с сильным легированием арсенида галлия марганцем. Для получения наибольшей амплитуды эффекта требуется оптимизация параметров структур, которая обеспечит наилучшее соотношение времен $\tau_R^{+(-)}$, $\tau_V^{+(-)}$ в формуле (3).

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке проектом РНФ № 24-72-00047.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] I. Zutic, J. Fabian, S. DasSarma. Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
- [2] S.Y. Huang, D. Qu, T.C. Chuang, C.C. Chiang, W. Lin, C.L. Chien. Appl. Phys. Lett. **117**, 190501 (2020).

- [3] Spintronics for ultra-low-power circuits and systems. *Nat. Rev. Electr. Eng.* **1**, 691 (2024).
- [4] A.V. Chumak, P. Kabos, M. Wu, C. Abert, C. Adelman, A.O. Adeyeye, J. Åkerman, F.G. Aliev, A. Anane, A. Awad. *IEEE Trans. Magn.* **58**, 6, 0800171 (2022).
- [5] R. Yansen. *Nat. Mater.* **11**, 400 (2012).
- [6] Б.П. Захарченя, Ф. Майер. *Оптическая ориентация*. Наука, Л. (1989). 408 с.
- [7] G. Schmidt. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38**, R107 (2005).
- [8] D. Afanasiev, A.V. Kimel. *Nat. Mater.* **22**, 673 (2023).
- [9] Б.П. Захарченя, В.Л. Коренев. *УФН* **175**, 6, 629 (2005).
- [10] В.Л. Коренев. *ПЖЭТФ* **78**, 9, 1053 (2003).
- [11] M.V. Dorokhin, Yu.A. Danilov, P.B. Demina, V.D. Kulakovskii, O.V. Vikhrova, S.V. Zaitsev, B.N. Zvonkov. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41**, 24 (2008).
- [12] A.V. Kudrin, M.V. Dorokhin, A.A. Yakovleva, O.V. Vikhrova, Yu.A. Danilov, B.N. Zvonkov, M.V. Ved, M.N. Drozdov. *J. Magn. Magn. Mater.* **609**, 172463 (2024).
- [13] Е.И. Малышева, М.В. Дорохин, П.Б. Дёмина, А.В. Здоровейщев, А.В. Рыков, М.В. Веде, Ю.А. Данилов. *ФТТ* **59**, 11, 2142 (2017).
- [14] M.A.G. Balanta, M.J.S.P. Brasil, F. Iikawa, J.A. Brum, U.C. Mendes, Yu.A. Danilov, M.V. Dorokhin, O.V. Vikhrova, B.N. Zvonkov. *J. Appl. Phys.* **116**, 20350 (2014).
- [15] M.V. Dorokhin, M.V. Ved, P.B. Demina, D.V. Khomitsky, K.S. Kabaev, M.A.G. Balanta, F. Iikawa, B.N. Zvonkov, N.V. Dikareva. *Phys. Rev. B* **104**, 125309 (2021).
- [16] С.В. Зайцев, И.А. Акимов, Л. Лангер, Ю.А. Данилов, М.В. Дорохин, Б.Н. Звонков, Д.Р. Яковлев, М. Байер. *ЖЭТФ* **150**, 3, 490 (2016).
- [17] М.В. Веде, М.В. Дорохин, И.Л. Калентьева, П.Б. Дёмина, А.В. Здоровейщев, Е.И. Малышева. *ФТТ* **767**, 7, 1348 (2025).
- [18] V.I. Korenev, I.A. Akimov, S.V. Zaitsev, V.F. Sapega, L. Langer, D.R. Yakovlev, Yu.A. Danilov, M. Bayer. *Nat. Commun.* **3**, 959 (2012).
- [19] I.V. Rozhansky, I.V. Kalitukha, G.S. Dimitriev, O.S. Ken, M.V. Dorokhin, B.N. Zvonkov, D.S. Arteev, N.S. Averkiev, V.L. Korenev. *Nano Lett.* **23**, 9, 3994 (2023).
- [20] A.P. Boltaev, N.N. Loiko, M.M. Rzaev, N.N. Sibeldin. 8th Int. Symp. „Nanostructures: Physics and technology“, St. Petersburg, Russia (2000). P. 169.
- [21] G. Lampel. *Phys. Rev. Lett.* **20**, 491 (1968).
- [22] Yu.N. Drozdov, N. V. Baidus', B.N. Zvonkov, M.N. Drozdov, O.I. Khrykin, V.I. Shashkin, Semiconductors Ю.Н. Дроздов, Н.В. Байдусь, Б.Н. Звонков, М.Н. Дроздов, О.И. Хрыкин, В.И. Шашкин. **37**, 2, 203 (2003).
- [23] Е.Д. Павлова, А.П. Горшков, А.И. Бобров, Н.В. Малехонова, Б.Н. Звонков. *ФТП*. **47**, 12, 1617 (2013).

Редактор Е.Ю. Флегонтова