

Когерентная спиновая динамика в неоднородных ферромагнитных структурах InGaAs/GaAs/ δ -Mn

© С.В. Зайцев¹, В.В. Дремов², В.С. Столяров²

¹ Институт физики твердого тела им. Ю.А. Осипьяна Российской академии наук, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

² Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

E-mail: szaitsev@issp.ac.ru

Поступила в Редакцию 20 января 2024 г.

В окончательной редакции 26 февраля 2024 г.

Принята к публикации 29 февраля 2024 г.

Исследование когерентной спиновой динамики носителей в гетероструктурах с квантовой ямой GaAs/InGaAs/GaAs и отдаленным от нее ферромагнитным δ -Mn-слоем (спейсер 3–10 нм) свидетельствует о латеральной неоднородности квантовой ямы и ее разбиении на субмикронные области локализации носителей в условиях сильного флуктуационного кулоновского потенциала акцепторного δ -Mn-слоя высокой плотности. Мезоскопическое расслоение δ -Mn-слоя с характерным масштабом неоднородностей в плоскости ~ 100 –200 нм наблюдается также методом магнитной силовой микроскопии ниже его температуры Кюри.

Ключевые слова: когерентная спиновая динамика, квантовая яма InGaAs/GaAs, ферромагнитный δ -Mn-слой, мезоскопическое расслоение, флуктуационный потенциал.

DOI: 10.61011/FTP.2024.01.57632.5926

1. Введение

Управление спиновой поляризацией носителей в полупроводниковых системах вышло на уровень прикладных исследований после открытия разбавленного магнитного полупроводника (Ga, Mn)As с рекордным значением температуры Кюри ферромагнитного (ФМ) перехода $T_C \sim 170$ К в эпислоях [1]. В настоящее время продолжаются активные исследования двумерных (2D) полупроводниковых гетероструктур, в которых ФМ слой и квантовая яма (КЯ) разделены туннельно-прозрачным узким слоем (спейсером) толщиной $d_S \sim 3$ –10 нм [2,3]. Такой дизайн позволяет управлять спиновой поляризацией в КЯ за счет близлежащего магнитного [4], а также сохраняет хорошие транспортные и оптические свойства КЯ. Дело в том, что в ФМ полупроводниках системы III–Mn–V происходит практически полное гашение межзонной фотолуминесценции (ФЛ) различными дефектами (межузельный Mn и др.) [1], поэтому для получения приемлемого квантового выхода ФЛ необходимо пространственное разделение ФМ слоя и КЯ. Влияние ультратонкого ФМ слоя Mn (δ -Mn-слоя) на спиновое состояние носителей в КЯ InGaAs/GaAs экспериментально наблюдалось в таких структурах при $d_S = 5$ –10 нм: циркулярная поляризация ФЛ достигает значений $P_C \sim 10$ –30% в слабом магнитном поле $B \sim 0.1$ –2 Тл [5,6]. Долгое время модель статичного обменного p – d взаимодействия дырок в КЯ со спинами магнитной примеси в туннельно-близком ФМ слое являлась общепринятой для гетероструктур с ФМ слоями [1,4], что должно приводить к стационарной, т.е. не зависящей от времени равновесной спиновой поляризации носителей в КЯ. Как следствие, циркулярная

поляризация ФЛ из КЯ также будет поляризована стационарно. Однако в экспериментах с импульсным возбуждением были получены данные, указывающие на альтернативный, динамический механизм поляризации, при этом $P_C(t)$ практически линейно нарастает со временем в течение импульса свечения [6]. В теоретической работе [7] был обоснован механизм развития динамической спиновой поляризации электронов в КЯ вследствие их спин-зависимого захвата на поляризованные донорные состояния межузельного Mn внутри ФМ δ -слоя. Впоследствии в работе [2] было показано, что в структурах с узким спейсером $d_S \leq 3$ нм одновременно работают оба режима поляризации носителей: (i) динамический спин-зависимый туннельный захват на дефекты в соседнем δ -слое Mn и (ii) статический равновесный p – d обмен дырок с этим же ФМ δ -Mn-слоем. В недавней работе [3] такие структуры с КЯ InGaAs/GaAs и ФМ δ -Mn-слоем были исследованы методом оптически детектируемого циклотронного резонанса (ЦР). Было обнаружено необычное для немагнитных структур InGaAs/GaAs поведение, что интерпретировалось как наблюдение магнитоплазменного ЦР 2D-дырок на мезоскопически малых участках КЯ. Расслоение ФМ структур на субмикронные области с характерным размером ~ 100 нм, ранее предполагаемое из анализа магнито-транспортных измерений [8], наблюдалось в работе [3] методом магнитно-силовой микроскопии. Поэтому изучение спин-зависимых явлений в таких неоднородных ФМ гетероструктурах безусловно является важным вопросом для современной спинтроники.

В настоящей работе методом магнито-оптического эффекта Керра с пикосекундным временным разрешением детально исследована когерентная спиновая динамика

носителей в структурах InGaAs/GaAs/ δ -Mn со спейсером $d_s = 3\text{--}10$ нм между δ -слоем и КЯ. Наблюдается сильная зависимость дырочной компоненты сигнала керровского вращения от внешнего магнитного поля и уровня фотовозбуждения, что указывает на существенный беспорядок и крупномасштабный локализирующий потенциал для носителей в КЯ, обусловленный мезоскопическим расслоением акцепторного δ -слоя с характерным масштабом $\sim 100\text{--}200$ нм.

2. Образцы и методика эксперимента

Эффект Керра с пикосекундным временным разрешением исследовался в геометрии Фойгта (магнитное поле B параллельно поверхности образца) в криостате со сверхпроводящим магнитом в сверхтекучем гелии (температура $T \approx 1.8$ К, $B = 0\text{--}3$ Тл) или в проточном гелиевом криостате с регулируемой температурой ($T \geq 7$ К), где поле $B = 0\text{--}0.7$ Тл прикладывалось внешним электромагнитом. Для возбуждения использовался импульсный титан-сапфировый лазер (длительность импульса 150 фс, частота 82 МГц). Акустооптический фильтр приводил к ограничению спектральной ширины импульсов до ~ 0.5 нм и их удлинению до ~ 2 пс. Линия задержки позволяла производить измерения методом „накачка-тест“ в интервале времен $t < 3$ нс между накачивающим и зондирующим пучками с шагом ~ 0.2 пс. Для модуляции циркулярной поляризации импульса накачки использовался фотоэластичный модулятор с частотой 50 кГц. Циркулярно-поляризованный импульс накачки создавал в образце спин-поляризованные носители в пятне фотовозбуждения диаметром ~ 100 мкм, что регистрировалось под углом вращения плоскости поляризации отраженного от образца линейно поляризованного пробного пучка. В проточном криостате средняя по времени плотность мощности пробного пучка составляла $P_{\text{test}} \sim 5$ Вт/см², а пучка накачки варьировалась в широком диапазоне $P_{\text{opt}} = 10\text{--}300$ Вт/см², что составляет один из важных аспектов настоящего исследования. На установке со сверхпроводящим магнитом ($T \approx 1.8$ К) накачка всегда была $P_{\text{opt}} \sim 3$ мВт при $P_{\text{test}} \sim 0.5$ мВт. Диаметр пятна зондирующего пучка на образце был меньше пятна фотовозбуждения, что управлялось разными диафрагмами при визуальном контроле под микроскопом. Детектирование сигнала вращения плоскости поляризации на частоте модуляции осуществлялось балансным фотодетектором, комбинированным с синхронным детектором. Измерения проводились в спектрально-вырожденном режиме — длина волны накачивающего и пробного пучков совпадали. Конструкция держателя образца позволяла менять угол между направлением магнитного поля и кристаллографическими осями кристалла с точностью $\sim 2^\circ$.

Светодиодные структуры с КЯ InGaAs/GaAs и слоем δ -Mn были выращены комбинированным эпитаксиальным методом [5,8]. Схема структуры показана на вставке

к рис. 1, а. На первом этапе на подложке n -GaAs (001) методом металлоорганической гидридной эпитаксии при температуре 600°C выращивался легированный Si ($\sim 10^{17}$ см⁻³) буферный слой n -GaAs толщиной ~ 0.5 мкм. Затем последовательно растапливались нелегированный слой GaAs толщиной 3 нм, слой КЯ In _{x} Ga _{$1-x$} As (толщина 10 нм, содержание индия $x_{\text{In}} = 10\%$) и слой спейсера GaAs толщиной $d_s = 2\text{--}10$ нм. Далее в том же реакторе при температуре 450°C методом лазерного распыления мишеней из Mn и GaAs последовательно были выращены акцепторный δ -Mn-слой толщиной ~ 0.3 монослоя (слоевая концентрация марганца $N_{\text{Mn}} \sim 2 \cdot 10^{14}$ см⁻²) и покровный слой GaAs толщиной 40 нм. В силу δ -легирования КЯ содержит 2D дырочный газ с концентрацией $p_s \sim 10^{11}\text{--}10^{12}$ см⁻² и холловской подвижностью $\mu \sim 500\text{--}3000$ см²/(В·с) при $T = 5$ К в зависимости от параметров образца [8]. Магнитные свойства структур InGaAs/GaAs/ δ -Mn были ранее изучены на СКВИД-магнетометре, что подтвер-

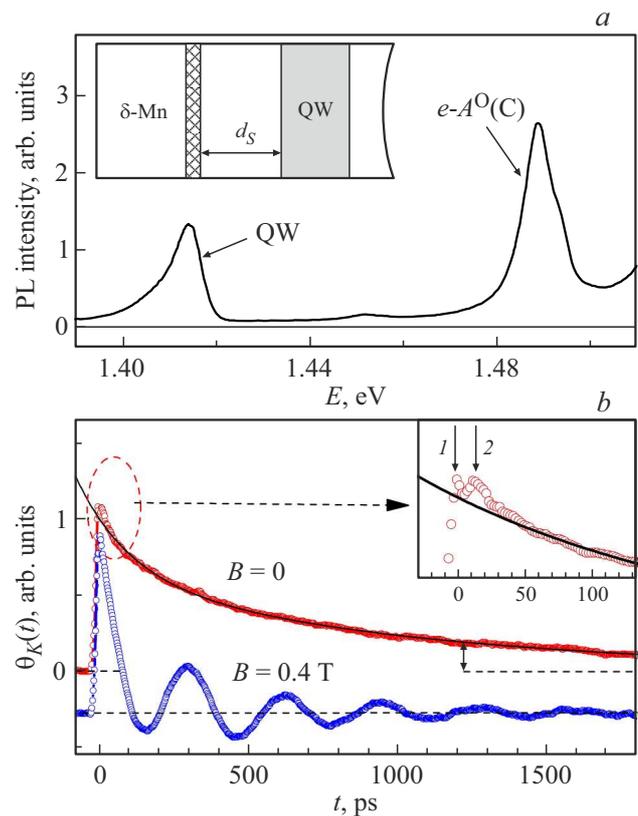


Рис. 1. *a* — спектр ФЛ в структуре с $d_s = 10$ нм при $T = 1.8$ К (лазер фотовозбуждения с $\lambda \sim 800$ нм). Стрелками указаны оптические переходы в КЯ и на нейтральных акцепторах углерода в барьере GaAs (QW и $e\text{-}A^0(C)$ соответственно). *b* — сигналы керровского вращения плоскости поляризации $\theta_K(t)$ (сдвинуты по вертикали) при $E_L = 1.414$ эВ (≈ 877 нм) в этой же структуре при $B = 0$ и 0.4 Тл ($T = 1.8$ К). Нулевой уровень сигнала отмечен штриховыми линиями. На вставке показан начальный этап релаксации сигнала при $B = 0$. Сплошными линиями показаны результаты подгонки экспериментальных кривых по формуле (1) на участке $t > 40$ пс.

дло ферромагнетизм δ -Mn-слоев с температурой Кюри $T_C \sim 35\text{--}40\text{ K}$ [9]. Исследования поверхности и структуры магнитного потока методом магнитно-силовой микроскопии (МСМ) проводились с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) AttoCube AttoDry 1000 в диапазоне температур от 4 до 50 K с точностью $\sim 0.1\text{ K}$ в атмосфере гелия при давлении $P \sim 0.5\text{ мбар}$. В качестве зондов применялись кремниевые магнитные кантилеверы, покрытые слоем CoCr. Исследование топографии поверхности проходило в полуконтактном режиме, а структуры магнитного потока — в режиме МСМ с выключенной обратной связью на высоте $\sim 110\text{ нм}$ над поверхностью образца. Для получения МСМ-изображений измеряли сдвиг фазы колебаний магнитного кантилевера.

3. Результаты и обсуждение

Спектр ФЛ ниже межзонного перехода в барьере GaAs ($\sim 1.51\text{ эВ}$) представлен на рис. 1, *a*. Кроме линии КЯ с максимумом при $E_{QW} = 1.414\text{ эВ}$, в спектре также присутствует сильная линия оптического перехода $e-A^0(C)$ с энергией $\sim 1.49\text{ эВ}$, отвечающая рекомбинации в барьере GaAs свободного электрона и дырки, связанной на нейтральном акцепторе углерода, что обусловлено использованием металлоорганических соединений для эпитаксии. Для структуры с $d_S = 10\text{ нм}$ кривые керровского сигнала $\theta_K(t)$ вращения плоскости поляризации в магнитных полях $B = 0$ и 0.4 Тл при $T = 1.8\text{ K}$ в методике „накачка-тест“ приведены на рис. 1, *b*. Измерение проводилось при энергии лазера $E_L = E_{QW}$. Важно отметить, что амплитуда сигнала $\theta_K(E_L)$ максимальна при $E_L = E_{QW}$, следовательно, в эксперименте детектируется спиновая динамика носителей, возбужденных именно в КЯ, в отличие от однолучевого эффекта Керра [10]. Динамика сигнала $\theta_K(t)$ хорошо описывается суммой двух экспонент, одна из которых содержит осциллирующий множитель с частотой Ω_L :

$$\theta_K(t) = \theta_e \exp(-t/\tau_e) \cos(\Omega_L t + \varphi) + \theta_h \exp(-t/\tau_h). \quad (1)$$

Здесь τ_h и τ_e — времена спиновой дефазировки дырок и электронов соответственно, Ω_L — ларморовская частота прецессии, которая линейно зависит от магнитного поля как $\hbar\Omega_L(B) = |g|\mu_B B$, где коэффициент g — множитель Ланде (g -фактор) в формуле для расщепления уровня энергии носителей $\Delta E(B)$ в магнитном поле, а $\mu_B \approx 0.058\text{ мэВ/Тл}$ — магнетон Бора.

Полученная подгонкой экспериментальных кривых $\theta_K(t)$ ларморовская частота $\Omega_L(B)$ биений $\theta_K(t)$ линейно зависит от B (рис. 2, *a*), что позволяет определить абсолютное значение g -фактора $|g| = 0.53 \pm 0.01$. Отметим, что используемая методика дает только модуль g -фактора. В исследуемой геометрии Фойгта (магнитное поле лежит в плоскости КЯ) спиновое расщепление $\Delta E_e(B)$ в зоне проводимости КЯ InGaAs/GaAs значительно больше дырочного $\Delta E_h(B)$, и g -фактор элек-

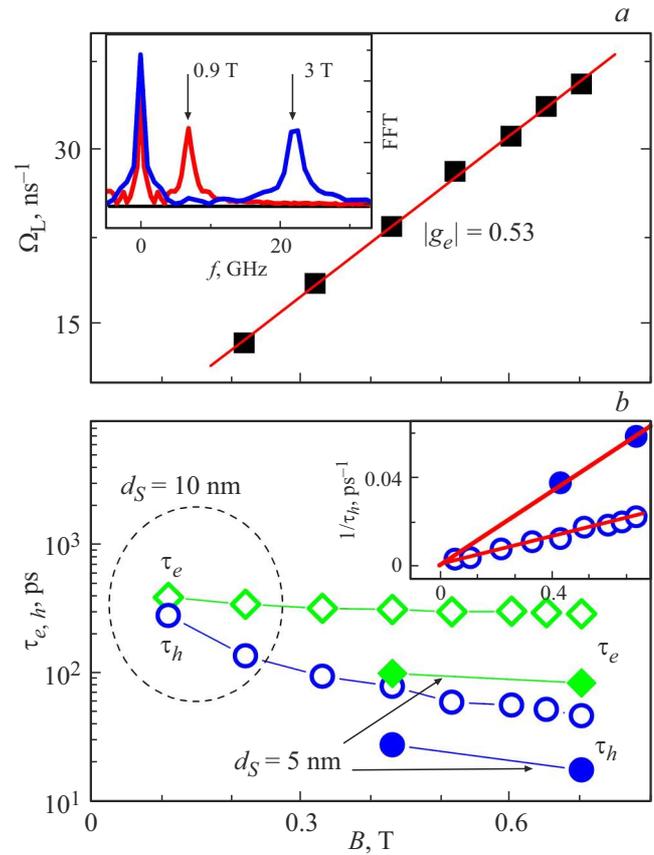


Рис. 2. *a* — магнито-полевая зависимость ларморовской частоты прецессии $\Omega_L(B)$ в структуре с $d_S = 10\text{ нм}$ при $T = 8\text{ K}$, полученная подгонкой по формуле (1). На вставке показаны результаты быстрого фурье-анализа сигнала $\theta_K(t)$ для $B = 0.9$ и 3.0 Тл при $T = 1.8\text{ K}$. *b* — зависимости подгоночных времен $\tau_e(B)$ и $\tau_h(B)$ от магнитного поля при $T = 8\text{ K}$. Ошибки подгонки не превышает размер символа. Закрытые символы — для $d_S = 5\text{ нм}$, открытые символы — $d_S = 10\text{ нм}$. На вставке показаны обратные дырочные времена $\tau_h^{-1}(B)$. Прямые линии — результаты линейной подгонки.

трона g_e на порядок и более превосходит дырочный g -фактор g_h [10]. Это позволяет отнести найденное значение $|g_e| = 0.53$ именно к электрону, что близко к полученному в работе [11]. Второе экспоненциальное слагаемое $\theta_h(t) = \theta_h \exp(-t/\tau_h)$ в формуле (1), которое требуется для подгонки экспериментальных кривых, описывает вклад фотовозбужденных дырок, локализованных на флуктуациях потенциала КЯ после быстрой релаксации по энергии. Времена спиновой дефазировки дырок τ_h короче, чем у электронов (τ_e) [10,11], поэтому дырочный вклад $\theta_h(t)$ затухает быстрее и наблюдаемые в эксперименте квантовые биения происходят между спиновыми состояниями электронов, что и описывает осциллирующий член в формуле (1). Кроме осциллирующей электронной компоненты $\theta_e(t)$ и экспоненциально затухающей дырочной компоненты $\theta_h(t)$, на начальном этапе релаксации $\sim 20\text{ пс}$ в керровском сигнале $\theta_K(t)$

при низкой $T = 1.8$ К наблюдаются два быстрых процесса (выделено на вставке к рис. 1, *b*). Острый пик 1 вблизи $t = 0$ отвечает когерентному артефакту [10], происходящему при временном перекрытии пробного луча и луча накачки, и имеет длительность порядка удвоенного лазерного импульса (~ 4 пс). Пик 2 связывается со спиновой релаксацией релаксирующих фотовозбужденных дырок, характерные времена у которых существенно меньше, чем у электронов или дырок, уже срелаксировавших и локализовавшихся [10]. Быстрая спиновая релаксация фотовозбужденных дырок с характерным временем ~ 20 пс наблюдалась также при изучении оптической ориентации в таких структурах [6].

В общем виде дырочный вклад $\theta_h(t)$ в сигнал керровского вращения $\theta_K(t)$ также должен описываться экспоненциально затухающей синусоидой, аналогично электронному вкладу [10]. В сложном случае наличия нескольких компонент затухающих осцилляций более полную картину частотного спектра позволяет получить быстрый фурье-анализ (БФА). Примеры БФА сигнала $\theta_K(t)$ для $B = 0.9$ и 3.0 Тл при $T = 1.8$ К показаны на вставке к рис. 2, *a*. Острый пик, смещающийся линейно с магнитным полем (частота $f = \Omega_L/2\pi \approx 22.0$ ГГц при $B = 3$ Тл), отвечает электронным осцилляциям и совпадает с результатами подгонки ларморовской частоты электронов $\Omega_{L,e}$ по формуле (1). В то же время дырки могут давать вклад в пик при $f \sim 0$ в спектре БФА, ширина которого растет с магнитным полем. Ларморовскую частоту дырок $\hbar\Omega_{L,h} = \mu_B |g_h^{xy}| B$ можно оценить по полуширине этого пика как ~ 2 ГГц при $B = 3$ Тл, что позволяет оценить и g -фактор дырок $|g_h^{xy}| \leq 0.05$. Подчеркнем, что измеряется компонента g -фактора носителей (g_e^{xy} или g_h^{xy}) именно в плоскости xu КЯ, что связано с выбранной геометрией Фойгта [10]. В силу малости $|g_h^{xy}|$ период ларморовских осцилляций дырок $T_{L,h} = 2\pi/\Omega_{L,h} \geq 2.5$ нс при $B = 0.4$ Тл, что значительно превышает время затухания дырочной компоненты $\tau_h \sim 0.15$ нс при $T = 1.8$ К, поэтому ларморовские осцилляции дырок в эксперименте не наблюдаются.

В легированных КЯ GaAs/AlGaAs n -типа время спиновой релаксации τ_e и g -фактор электронов зависят не только от концентрации двумерных электронов в КЯ, но также и от ориентации магнитного поля относительно кристаллографических направлений в силу асимметрии 2D структур (см. работу [12] и ссылки в ней). Для исследования анизотропии в плоскости структуры измерялись керровские кривые $\theta_K(t)$ для разных углов φ ориентации магнитного поля \mathbf{B} относительно кристаллографического направления [110] в диапазоне $\varphi = 0-180^\circ$ при $B = 1$ Тл. На рис. 3 представлены зависимости периода ларморовских осцилляций электронов $T_L = 2\pi/\Omega_L$ и времен затухания от угла φ . Видно, что τ_e и τ_h демонстрируют значительную анизотропию (разницу при $\varphi = 0$ и $\varphi = 90^\circ$): более слабую — электроны ($\sim 13\%$) и более сильную — дырки ($\sim 50\%$), тогда как g -фактор $g_e \sim 1/T_L$ с большой точностью ($\leq 1\%$) не зависит

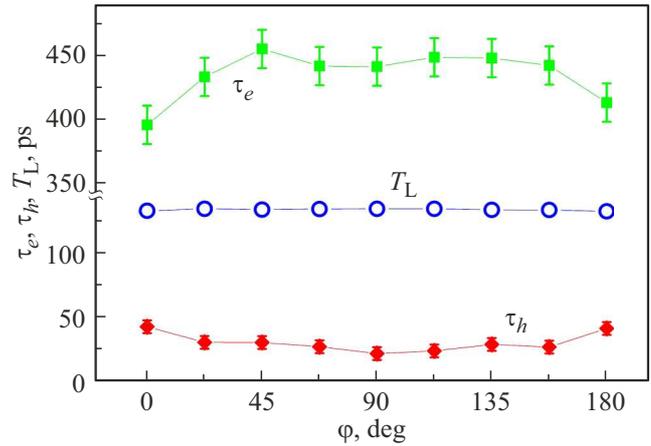


Рис. 3. Времена спиновой дефазировки и период ларморовских осцилляций электронов T_L как функция угла φ между \mathbf{B} и осью [110] (геометрия Фойгта) в структуре с $d_S = 10$ нм при $B = 1$ Тл и $T = 1.8$ К.

от ориентации поля. В принципе такая анизотропия времен спиновой когерентности носителей, сильнее выраженная у дырок, указывает на анизотропию локализуемого флуктуационного потенциала, который подробнее обсуждается далее. Другим фактором, приводящим к анизотропии в плоскости КЯ, могут быть внутренние напряжения в структуре, которые по-разному влияют на g -фактор и времена спиновой релаксации: практически не затрагивая g_e , они приводят к значительной анизотропии τ_e , что было рассмотрено теоретически и исследовано экспериментально в работе [13]. Отметим, что в отличие от электронов, анизотропию дырочных времен до сих пор детально не изучали.

Времена затухания керровских компонент $\theta_e(t)$ и $\theta_h(t)$ в формуле (1) имеют следующие составляющие [10]:

$$1/\tau_{e(h)} = 1/\tau_{e(h)}^S + 1/T_2^{\text{inh}} + 1/\tau. \quad (2)$$

Здесь $\tau_{e(h)}^S$ — время спиновой релаксации электрона (дырки), $T_2^{\text{inh}} = \hbar/(\Delta g_{e(h)} \mu_B B)$ — время дефазировки спиновой когерентности по ансамблю носителей в силу неоднородности КЯ, где $\Delta g_{e(h)}^{xy}$ — разброс значений g -фактора электронов (дырок), а τ — время жизни носителей, включающее излучательный и безызлучательный каналы. Например, $\tau \sim 400$ пс в структуре с $d_S = 10$ нм и $\tau \sim 30-70$ пс — для $d_S = 5$ нм при $T = 1.8$ К (зависит также от оптической накачки), тогда как спиновая релаксация электронов гораздо медленнее: $\tau_e^S \sim 10$ нс ($d_S = 10$ нм) и $\tau_e^S \sim 1$ нс ($d_S = 5$ нм) [6]. Когда самым коротким временем оказывается τ , именно оно определяет время затухания сигнала Керра, что реализуется в структурах с узким спейсером $d_S \leq 3$ нм, в которых $\tau < 15$ пс и ларморовские осцилляции не наблюдаются. Поэтому для детального изучения когерентной спиновой динамики носителей была выбрана структура с $d_S = 10$ нм, имеющая максимальное τ . Согласно формуле (2), основной магнитополевой вклад в

дефазировку спиновой когерентности должно вносить линейное по полю слагаемое, связанное с неоднородностью g -фактора носителей Δg . На рис. 2, *b* приведены времена $\tau_e(B)$ и $\tau_h(B)$ в структурах с $d_S = 5$ нм и 10 нм в диапазоне полей $B = 0.1\text{--}0.7$ Тл при $T = 8$ К. Видно, что при $B > 0.1$ Тл наиболее сильное изменение — сокращение с ростом поля на порядок — испытывает дырочное время $\tau_h(B)$, тогда как $\tau_e(B)$ уменьшается только в ~ 2 раза. Наблюдаемая в эксперименте линейная зависимость обратного времени $\tau_h^{-1}(B)$ (см. вставку на рис. 2, *b*) позволяет оценить разброс g -фактора дырок $\Delta g_h \sim 0.22$. Большая величина Δg_h , существенно превышающая оценку g -фактора из БФА ($|g_h^{xy}| \leq 0.05$), свидетельствует о сильном беспорядке в изучаемых структурах. Действительно, как было показано экспериментально и теоретически в работе [14], в легированных КЯ n -типа GaAs/AlGaAs именно локализация дырок, индуцированная беспорядком потенциала, имеет определяющее влияние на линейный по полю вклад в $\tau_h^{-1}(B)$. В то же время неоднородность g -фактора у электронов, найденная из линейного участка $\tau_e^{-1}(B)$, значительно меньше: $\Delta g_e \sim 0.0085$, что свидетельствует о слабом влиянии локализирующего потенциала на электроны. Разница в поведении электронов и дырок обусловлена сложным характером энергетического спектра валентной зоны, который приводит к смешиванию состояний легких и тяжелых дырок и сильной анизотропии g -фактора дырок в КЯ [15]. В структуре с $d_S = 5$ нм времена τ_h существенно короче (рис. 2, *b*), а разброс g -фактора больше — $\Delta g_h \sim 0.5$, т.е. при уменьшении спейсера происходит усиление беспорядка и локализации дырок на флуктуациях потенциала в КЯ.

Таким образом, именно наличие туннельно-близкого акцепторного δ -слоя приводит к возникновению существенного беспорядка в исследуемых структурах. Отметим, что сильный беспорядок, о котором свидетельствует также большая полуширина линий ФЛ (> 10 мЭВ, рис. 1, *a*), является общей характерной чертой различных структур, содержащих ФМ слои (Ga,Mn)As [1]. Сильная диффузия атомов Mn в GaAs [1] приводит к тому, что на месте выращиваемого δ -Mn-слоя фактически формируется тонкий ФМ слой ($\sim 2\text{--}3$ нм) твердого раствора $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ с высокой концентрацией марганца $x = 2\text{--}6$ ат%, что подтверждают малоугловые рентгеноструктурные исследования [8]. Кроме того, ФМ полупроводник p -типа $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ содержит не только акцепторные атомы марганца Mn_{Ga} , но также и большую концентрацию дефектов, таких как межузельный Mn_i и антиструктурный As_{Ga} [1]. Эти дефекты являются глубокими донорами и центрами сильной безызлучательной рекомбинации, поэтому интенсивность ФЛ в таких структурах значительно ниже, чем в структурах без Mn [5–7]. Так, даже при спейсере $d_S = 10$ нм линия КЯ на порядок слабее, что свидетельствует о доминирующем вкладе δ -Mn-слоя в безызлучательную рекомбинацию. Дело в том, что предел равновесной растворимости Mn в GaAs очень низок (~ 0.1 ат%) и при

высоких концентрациях „лишний“ Mn занимает межузельные позиции Mn_i в матрице GaAs или выпадает в виде кластеров ФМ фаз MnAs ($T_C = 315$ К) и Mn₃Ga_{1-y} ($T_C \sim 600$ К) [1]. Поэтому для выращивания структур со слоями $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ применяются неравновесные низкотемпературные методики [4,7,8], как в данном случае. Характерной особенностью выращенных таким образом слоев δ -Mn является сильная взаимная компенсация доноров (Mn_i или As_{Ga}) и акцепторов (Mn_{Ga}) [8]. Так как концентрация атомов Mn в δ -слое ($N_{\text{Mn}} \geq 6 \cdot 10^{13}$ см⁻²) значительно превышает концентрацию дырок в КЯ ($p_S < 2 \cdot 10^{12}$ см⁻²), дырки не могут полностью экранировать случайные флуктуации распределения заряженных дефектов, что приводит к возникновению сильного дальнедействующего кулоновского флуктуационного потенциала (ФП) для носителей в КЯ [8]. Параметры ФП, его влияние на проводимость и аномальный эффект Холла, присущий ФМ структурам, были детально изучены экспериментально и смоделированы в работах [8,16]. Так, длина R неэкранируемых флуктуаций потенциала лежит в диапазоне от минимальной $R_{\text{min}} \sim d_S$ до максимальной $R_{\text{max}} \approx N_{\text{Mn}}^{1/2}/p_S$, а при $R > R_{\text{max}}$ флуктуации распределения заряженных дефектов уже эффективно экранируются дырками в КЯ. При характерных значениях $N_{\text{Mn}} \sim 6\text{--}20 \cdot 10^{13}$ см⁻² и $p_S \sim 3 \cdot 10^{11}$ см⁻² получаем оценку $R_{\text{max}} \sim 200$ нм. Для амплитуды ФП γ оценки дают величину $\gamma \geq 10$ мЭВ [8], что превышает энергию Ферми при типичных концентрациях дырок. Отметим, что отличительной чертой рассматриваемой модели структур с δ -Mn-слоем является предположение о сильных пространственных изменениях концентрации Mn как в самом δ -Mn-слое, так и в окружающих его спейсерном и покровном слоях, что также должно приводить к существенной неоднородности их кристаллической и магнитной структур [8,17]. Предполагается, что вблизи δ -слоя формируется квази-2D магнитная фаза в виде отдельных субмикронных ФМ областей — „островков“ твердого раствора $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ с высоким содержанием Mn [17]. Именно неоднородность распределения атомов Mn приводит к расслоению δ -Mn-слоя на ФМ и парамагнитные „островки“, а также к возникновению в плоскости КЯ крупномасштабного кулоновского ФП, коррелирующего с расслоившимся δ -Mn-слоем в силу особенностей природы ферромагнетизма в полупроводнике $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$, в котором носители (дырки) являются также посредником обменной связи ионов Mn [1]. В этой модели дырки в КЯ будут локализованы в потенциальных ямах ФП вблизи таких ФМ „островков“ [8].

Разбиение δ -Mn-слоя на субмикронные ФМ участки с характерным масштабом ~ 100 нм, предполагаемое в работах [8,16,17] из анализа транспортных и магнитных данных, прямо наблюдается методом магнитно-силовой микроскопии (МСМ) [3]. Результат МСМ исследований для образца с $d_S = 10$ нм при $T = 10$ К представлен на рис. 4, из которого видно, что характерный масштаб неоднородностей в плоскости КЯ для фазы колебаний магнитного кантилевера составляет $\sim 100\text{--}200$ нм.

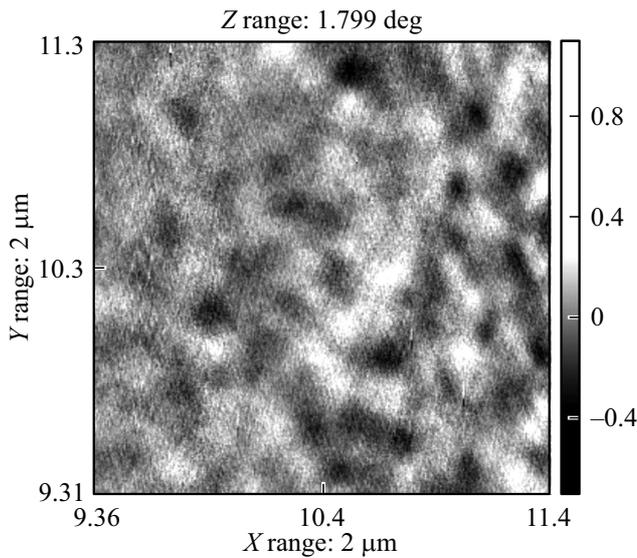


Рис. 4. Структура магнитного потока в образце с $d_s = 10$ нм в режиме МСМ. Размер области 2×2 мкм, полный контраст фазы колебаний магнитного кантилевера составляет 1.8° . Поле $B = 0.15$ Тл направлено перпендикулярно плоскости КЯ, $T = 10$ К.

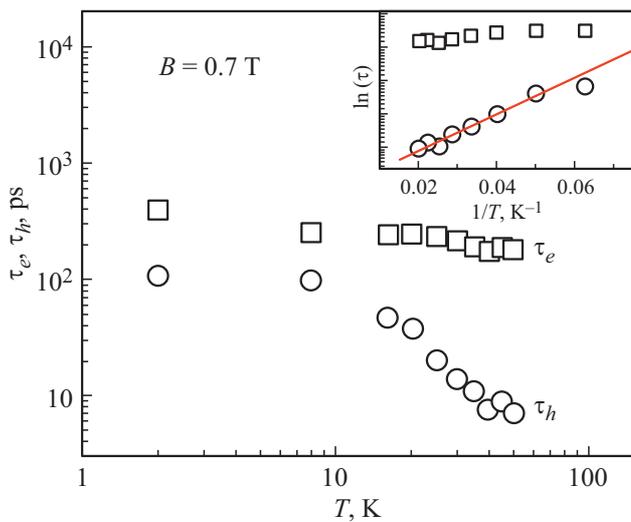


Рис. 5. Зависимости времен τ_e и τ_h от температуры в образце с $d_s = 10$ нм. $B = 0.7$ Тл, $P_{\text{opt}} = 100$ Вт/см 2 . На вставке показаны зависимости времен $\tau_{e,h}(T)$ от обратной температуры. Прямая линия — результат линейной подгонки для дырок с зависимостью $\tau_h(T) = \tau_0 \exp(E_a/T)$.

Наблюдаемая картина магнитной неоднородности ФМ δ -Mn-слоя и его расслоения на специфические „островки“-домены характерна для всего образца и исчезает выше его температуры Кюри $T_C \sim 35$ К. Подчеркнем, что именно особый дизайн структуры, имеющей в своем составе склонный к расслоению акцепторный δ -Mn-слой высокой концентрации, и приводит к возникновению аномально сильного флуктуационного кулоновского потенциала для носителей в КЯ.

В условиях сильного беспорядка, присущего исследуемым структурам, важную информацию о характере этого беспорядка дает изучение зависимостей от температуры и мощности оптической накачки таких параметров керровского вращения $\theta_K(t)$, как времена спиновой когерентности τ_e , τ_h и амплитуды электронной и дырочной компонент θ_e и θ_h [18]. Например, в работе [19] время спиновой дефазировки фотовозбужденных дырок $\tau_h \sim 110$ пс при $B = 1$ Тл и $T = 1.6$ К быстро сокращается с ростом температуры (вдвое при $T = 6$ К), что свидетельствует о важной роли локализации дырок на флуктуациях потенциала, подавляющей спиновую релаксацию свободных носителей [10]. Была получена оценка энергии локализации $E_a \sim 0.5$ мэВ [19], что сравнимо с тепловой энергией при $T = 6$ К. Зависимости $\tau_e(T)$ и $\tau_h(T)$ в структуре с $d_s = 10$ нм приведены на рис. 5. Они также свидетельствуют о важной роли дырочной локализации в исследуемых структурах, при этом E_a существенно возрастает. Видно, что после $T \sim 10$ К для дырок происходит резкое, более чем на порядок, падение $\tau_h(T)$ в диапазоне 10 – 50 К, тогда как для электронов уменьшение $\tau_e(T)$ составляет менее двух раз. На этом участке дырочное время можно аппроксимировать активационной зависимостью $\tau_h(T) = \tau_0 \exp(E_a/T)$ (см. вставку на рис. 5). Оценка энергии локализации дырок дает величину $E_a = 4.8 \pm 0.3$ мэВ, что значительно больше, чем в немагнитных структурах [19], и по порядку величины близко к оценке амплитуды флуктуационного потенциала $\gamma \sim 10$ мэВ в работах [8,16].

Зависимости от накачки при $T = 8$ К и $B = 0.7$ Тл приведены на рис. 6. Измерения выполнены при низкой плотности мощности зондирующего пучка $P_{\text{test}} \sim 5$ Вт/см 2 . Подгонка сигнала $\theta_K(t)$ по формуле (1) производилась на участке $t > 50$ пс, после окончания быстрой начальной релаксации ~ 20 пс. Из рис. 6, а видно, что электронная компонента $\theta_e(P_{\text{opt}})$ практически линейна во всем диапазоне P_{opt} , тогда как для $\theta_h(P_{\text{opt}})$ с ростом накачки выше $P_0 \sim 50$ Вт/см 2 происходит выход на насыщение. Полагая коэффициент поглощения $\sim 5 \cdot 10^4$ см $^{-1}$ в InGaAs/GaAs КЯ [10], наблюдаемое насыщение θ_h отвечает концентрации электронно-дырочных пар $n_0 = p_0 \sim 10^{11}$ см $^{-2}$, резонансно-возбужденных в КЯ единичным лазерным импульсом. Это сравнимо с концентрацией резидентных дырок $p_S \sim 10^{11}$ см $^{-2}$, характерной для структур с δ -Mn-слоем [8], и в принципе может указывать на трионный механизм поляризации резидентных носителей в КЯ аналогично работам [19,20]. Подчеркнем, что наблюдаемые зависимости от накачки нельзя отнести к тепловому нагреву решетки, при котором оба времени τ_e и τ_h должны падать, тогда как $\tau_h(P_{\text{opt}})$ растет с ростом P_{opt} (рис. 6, б).

Вопрос о происхождении электронного и дырочного вкладов в сигнал керровского вращения $\theta_K(t)$ представляется интересным и важным в сопоставлении с ранее изученными случаями импульсного фотовозбуждения когерентной спиновой прецессии резидент-

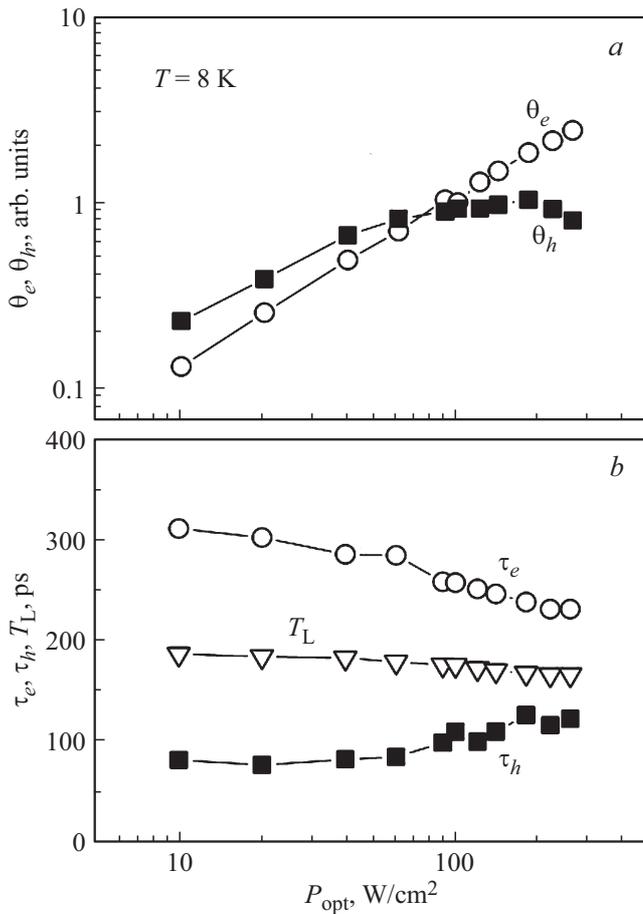


Рис. 6. *a* — зависимости амплитуд θ_e и θ_h электронной и дырочной компонент керровского вращения от средней плотности мощности оптической накачки P_{opt} при $B = 0.7$ Тл и $T = 8$ К в образце с $d_S = 10$ нм. *b* — зависимости времен спиновой когерентности τ_e , τ_h и ларморовского периода T_L от P_{opt} .

ных носителей в легированных структурах: электронов в КЯ n -типа [18] и дырок в КЯ p -типа [19–21]. В работах [19–21] было найдено, что сигнал $\theta_K(t)$ длится несколько наносекунд, что значительно дольше рекомбинационного времени жизни (~ 100 пс при $T \sim 1.5$ К) и отвечает когерентной прецессии резидентных дырок в КЯ, индуцированной фотовозбужденными носителями. Для объяснения эффекта долгоживущей когерентной прецессии резидентных дырок в высококачественных КЯ GaAs/AlGaAs с высокой подвижностью $\mu > 10^5$ см²/(В·с) при $T = 1.3$ К в работе [21] была рассмотрена комбинированная модель спиновой и рекомбинационной динамики носителей. Интересно, что в рамках этой модели после рекомбинации фотовозбужденных носителей долгоживущая компонента $\theta_h(t)$ от резидентных дырок в КЯ должна обнулиться при $B = 0$, что и наблюдалось в эксперименте [21]. Для КЯ GaAs/AlGaAs с меньшей подвижностью дырок ($\mu \sim 10^4$ – 10^5 см²/(В·с), $p_S \sim 10^{11}$ см⁻²), что ближе к

случаю исследуемых структур, более состоятельной оказалась трионная модель поляризации резидентных дырок в КЯ [19,20]. Длительность керровского сигнала t_{max} в этих работах также значительно превышала время жизни носителей (~ 100 пс при $T \sim 1.6$ К) во всех магнитных полях $t_{\text{max}} > 3$ нс, что отвечает когерентной прецессии именно резидентных дырок. Кроме того, в работах [19,20] также наблюдалось, что долгоживущая компонента сигнала от резидентных дырок в КЯ при $B = 0$ имеет отрицательный знак, противоположный электронному вкладу, что соответствует именно трионной модели. В исследуемых структурах электронная и дырочная компоненты $\theta_K(t)$ имеют одинаковый знак во всем диапазоне магнитных полей, а длительность керровского сигнала при $T = 8$ К ограничена $t_{\text{max}} \sim 1$ нс $\sim 3\tau$ [6], где $\tau \sim 0.4$ нс — время жизни носителей, что не отвечает трионному сценарию фотовозбуждения когерентной спиновой прецессии. Отметим, что t_{max} возрастает до ~ 3 нс при $T = 1.8$ К (на рис. 1, *b* временное окно ограничено), что не исключает в принципе возможности долгоживущей когерентной прецессии резидентных дырок при $T < 1.8$ К. Этот вопрос требует детального изучения при низких и сверхнизких температурах $T \leq 1$ К аналогично работе [11].

Таким образом, когерентная спиновая динамика носителей в исследованных структурах с акцепторным ФМ δ -Mn-слоем высокой плотности существенно отличается от изученных до настоящего времени легированных КЯ, а предложенный в работах [19,20] трионный сценарий для них не работает. Нам представляется верным другое объяснение наблюдаемому в эксперименте насыщению дырочной компоненты θ_h : полученная оценка соответствует плотности дефектов и других центров локализации N_{loc} , на которых при низких температурах локализируются фотовозбужденные дырки в КЯ. Основанием для этого предположения служит сильная неоднородность g -фактора дырок. Другим основанием являются результаты детальных измерений транспортных свойств исследуемых ФМ гетероструктур [8]. Из одновременного наблюдения квантовых эффектов, присущих высококачественным двумерным объектам, а также активационной проводимости и гигантского отрицательного магнетосопротивления, обусловленного магнитным беспорядком, в работе [8] был сделан вывод о мезоскопическом расслоении структур с δ -Mn-слоем. Было предположено разбиение КЯ на участки высокого качества и подвижности, содержащие вырожденный 2D дырочный газ. Анализ транспортных данных дает оценку характерного размера таких участков $D_m \sim 100$ нм и длину свободного пробега дырок $l \sim 20$ нм, при этом сами участки разделены узкими непроводящими (диэлектрическими) слоями [8]. Если оценить плотность центров локализации N_{loc} как $N_{\text{loc}} \sim 1/D_m^2 \sim 10^{10}$ см⁻², то это лишь на порядок отличается от оценки концентрации фотовозбужденных носителей $p_0 \sim 10^{11}$ см⁻², при которой происходит выход на насыщение θ_h . Отметим, что электрофизические характеристики могут заметно отличаться от структуры

к структуре [8], что усложняет такое сравнение. В эксперименте рост P_{opt} ведет к заполнению сначала более глубоких по энергии состояний дырок в КЯ, локализованных сильнее и обладающих более сильной дисперсией g -фактора, который привязан к характеристикам конкретного локализованного состояния [15]. Дальнейшее повышение P_{opt} ведет к последовательному заполнению менее локализованных дырочных состояний, с меньшей дисперсией g -фактора. Подтверждением такой интерпретации может служить рост $\tau_h(P_{\text{opt}})$, который начинается при той же $P_{\text{opt}} \sim 50 \text{ Вт/см}^2$ (рис. 6, *b*), когда происходит насыщение амплитуды θ_h . Этот факт отражает ослабление вклада дисперсии Δg_h в формуле (2). С другой стороны, при этом время собственно спиновой релаксации τ_h^S (первый член в $T_{2,h}$) для менее локализованных (в пределе свободных) дырок должно становиться короче, как это происходит у электронов, для которых локализация практически несущественна, и падение $\tau_e(P_{\text{opt}})$ начинается с минимальных P_{opt} (рис. 6, *b*). По-видимому, предел квазисвободных дырок в эксперименте не достигается и наблюдается сложная картина наложения конкурирующих вкладов, по-разному проявляющаяся для электронов и дырок. Отметим, что близкие значения дырочных времен $\tau_h \sim 100 \text{ пс}$ наблюдались в квантовых точках $\text{InP}/(\text{Ga}, \text{In})\text{P}$ со слабым конфайнментом [22].

4. Заключение

В заключение отметим, что полученные результаты подтверждают латеральное расслоение КЯ, ранее предполагаемое из анализа магнитотранспортных измерений [8], и свидетельствуют о влиянии ферромагнитного акцепторного δ -Mn-слоя высокой концентрации не только на спиновую поляризацию носителей, но и на когерентную спиновую динамику дырок, существенно отличающуюся от немагнитных структур. Так, вплоть до $T \sim 2 \text{ К}$ не наблюдается когерентной прецессии резидентных дырок. Насыщение дырочной компоненты керровского сигнала с ростом уровня накачки и аномально сильная магнитополевая зависимость времени спиновой дефазировки дырок указывают на разбиение КЯ на субмикронные области локализации носителей в условиях сильного флуктуационного потенциала. Мезоскопическое расслоение δ -Mn-слоя ниже температуры Кюри $T_C \sim 35 \text{ К}$ наблюдается методом магнито-силовой микроскопии. Также наблюдается анизотропия времен спиновой релаксации носителей в плоскости КЯ, более сильная у дырок, при этом g -фактор электронов изотропен.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФТТ РАН.

Благодарности

Авторы благодарят А.В. Ларионова за помощь в проведении экспериментов, а также М.В. Дорохина и Б.Н. Звонкова за предоставленные образцы.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] T. Dietl, H. Ohno. *Rev. Mod. Phys.*, **86**, 187 (2014).
- [2] С.В. Зайцев. *Изв. РАН. Сер. физ.*, **86**, 537 (2022).
- [3] С.В. Зайцев, В.В. Дремов, В.С. Столяров. *Письма ЖЭТФ*, **116**, 233 (2022).
- [4] Б.П. Захарченя, В.Л. Корнев. *УФН*, **175**, 629 (2005).
- [5] С.В. Зайцев, М.В. Дорохин, А.С. Бричкин, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, В.Д. Кулаковский. *Письма ЖЭТФ*, **90**, 730 (2009).
- [6] V.L. Korenev, I.A. Akimov, S.V. Zaitsev, V.F. Sapega, L. Langer, D.R. Yakovlev, Yu.A. Danilov, M. Bayer. *Nature Commun.*, **3**, 959 (2012).
- [7] I.V. Rozhansky, K.S. Denisov, N.S. Averkiev, I.A. Akimov, E. Lähderanta. *Phys. Rev. B*, **92**, 125428 (2015).
- [8] М.А. Панков, Б.А. Аронзон, В.В. Рыльков, А.Б. Давыдов, Е.З. Мейлихов, Р.М. Фарзетдинова, Э.М. Пашаев, М.А. Чуев, И.А. Субботин, И.А. Лихачев, Б.Н. Звонков, А.В. Лашкул, Р. Лайхо. *ЖЭТФ*, **136**, 346 (2009).
- [9] А.И. Дмитриев, Р.Б. Моргунов, С.В. Зайцев. *ЖЭТФ*, **139**, 367 (2011).
- [10] D.R. Yakovlev, M. Bayer. In: *Spin Physics in Semiconductors*, ed. by M.I. Dyakonov (Springer, Berlin, 2008) p. 135. https://link.springer.com/chapter/10.1007/978-3-540-78820-1_6
- [11] L.V. Fokina, A. Yugova, D.R. Yakovlev, M.M. Glazov, I.A. Akimov, A. Greilich, D. Reuter, A.D. Wieck, M. Bayer. *Phys. Rev. B*, **81**, 195304 (2010).
- [12] А.В. Ларионов, А.С. Журавлев. *Письма ЖЭТФ*, **97**, 156 (2013).
- [13] D.J. English, P.G. Lagoudakis, R.T. Harley, P.S. Eldridge, J. Hübner, M. Oestreich. *Phys. Rev. B*, **84**, 155323 (2011).
- [14] X. Marie, T. Amand, P. Le Jeune, M. Paillard, P. Renucci, L.E. Golub, V.D. Dymnikov, E.L. Ivchenko. *Phys. Rev. B*, **60**, 5811 (1999).
- [15] Yu.G. Kusrayev, A.V. Koudinov, I.G. Aksyanov, B.P. Zakharchenya, T. Wojtowicz, G. Karczewski, J. Kossut. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 3176 (1999).
- [16] V. Tripathi, K. Dhochak, B.A. Aronzon, V.V. Rylkov, A.B. Davydov, B. Raquet, M. Goiran, K.I. Kugel. *Phys. Rev. B*, **84**, 075305 (2011).
- [17] Б.А. Аронзон, А.С. Лагутин, В.В. Рыльков, В.В. Тугушев, В.Н. Меньшов, А.В. Лейскул, Р. Лайхо, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков. *Письма ЖЭТФ*, **87**, 192 (2008).
- [18] E.A. Zhukov, D.R. Yakovlev, M. Bayer, M.M. Glazov, E.L. Ivchenko, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut. *Phys. Rev. B*, **76**, 205310 (2007).
- [19] M. Syperek, D.R. Yakovlev, A. Greilich, J. Misiewicz, M. Bayer, D. Reuter, A.D. Wieck. *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 187401 (2007).

- [20] M. Studer, M. Hirmer, D. Schuh, W. Wegscheider, K. Ensslin, G. Salis. Phys. Rev. B, **84**, 085328 (2011).
- [21] T. Korn, M. Kugler, M. Griesbeck, R. Schulz, A. Wagner, M. Hirmer, C. Gerl, D. Schuh, W. Wegscheider, C. Schüller. New J. Phys., **12**, 043003 (2010).
- [22] M. Syperek, D.R. Yakovlev, I.A. Yugova, J. Misiewicz, M. Jetter, M. Schulz, P. Michler, M. Bayer. Phys. Rev. B, **86**, 125320 (2012).

Редактор А.Н. Смирнов

Coherent spin dynamics in the nonuniform ferromagnetic InGaAs/GaAs/ δ -Mn structures

S.V. Zaitsev¹, V.V. Dremov², V.S. Stolyarov²

¹ Osipyan Institute of Solid State Physics,
Russian Academy of Sciences,
142432 Chernogolovka, Moscow region, Russia

² Moscow Institute of Physics and Technology
(National Research University),
141700 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russia

Abstract A detailed study of the coherent spin dynamics of photoexcited carriers in a heterostructure with an InGaAs/GaAs quantum well and a δ -Mn-layer separated from the quantum well by a 3–10 nm-thick GaAs spacer indicates its strong non-uniformity in the plane and mesoscopic separation to the regions of carrier localization. Mesoscopic separation with a characteristic scale of ~ 100 – 200 nm is also observed using magnetic force microscopy below the Curie temperature of the δ -Mn-layer.