

03,09,12

Спиновая динамика отрицательно заряженных экситонов в квантовых точках InP/(In,Ga)P в магнитном поле

© С.В. Некрасов¹, Ю.Г. Кусраев¹, И.А. Акимов^{1,2}, L. Langer², M. Kotur², Д.Р. Яковлев^{1,2}, М. Bayer^{1,2}

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

² Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, Dortmund, Germany

E-mail: nekrasov108@yandex.ru

Поступила в Редакцию 20 июня 2020 г.

В окончательной редакции 20 июня 2020 г.

Принята к публикации 15 июля 2020 г.

Исследуется динамика отрицательной циркулярной поляризации фотолюминесценции ансамбля квантовых точек InP/(In,Ga)P. Обнаружено, что во время разрешенных зависимостях поляризации отсутствуют осцилляции в магнитном поле в геометрии Фойхта. Поляризация при этом уменьшается вплоть до нуля с ростом поля. Эффект объясняется особенностями спиновой динамики отрицательно заряженного экситона, в частности тем, что в основном состоянии его спиновая динамика определяется тяжелой дыркой. Демонстрируется, что для деполяризации фотолюминесценции магнитным полем необходимо преодолеть поле динамически поляризованных спинов ядер, действующее на электронные спины.

Ключевые слова: Квантовые точки, оптическая ориентация, спиновая динамика, эффект Ханле, динамическая поляризация ядер.

DOI: 10.21883/FTT.2020.11.50054.149

1. Введение

Полупроводниковые квантовые точки (КТ) являются перспективными объектами для реализации устройств спинтроники [1,2]. При этом спиновая когерентность фотовозбужденных экситонов в КТ зачастую ограничена анизотропным обменным взаимодействием электрона и дырки [3], а также коротким временем жизни экситона порядка наносекунды в гетероструктурах типа I [4]. Одним из способов обойти указанные ограничения является использование заряженных резидентными электронами КТ, спиновые свойства которых изучаются в настоящей работе.

У отрицательно заряженных КТ может наблюдаться отрицательная степень циркулярной поляризации (ОЦП) фотолюминесценции (ФЛ) [5,6]. При ОЦП знаки поляризации возбуждающего света и ФЛ противоположены. ОЦП как правило связывают с ФЛ однократно отрицательно заряженных экситонов [5,6], которые называют X^- трионами. В магнитном поле можно ожидать осцилляций поляризации ФЛ трионов вследствие ларморовской прецессии спинов дырок и электронов. Однако, в работах [7,8] сообщалось, что во время разрешенных зависимостях ОЦП ФЛ X^- трионов в ансамбле КТ InP/(In,Ga)P в магнитном поле в геометрии Фойхта отсутствуют осцилляции. В то же время в динамике оптической ориентации ФЛ нейтральных [7] и положительно заряженных экситонов [9,10] в КТ осцилляции в поперечном магнитном поле наблюдаются. В работе [7] отсутствие осцилляций связывается со сложной тонкой структурой уровней возбужденного состояния X^- трио-

на, в результате чего светом возбуждается несколько состояний. Возникает интерференция биений с разными частотами, что по мнению авторов работы [7] и приводит к „замыванию“ осцилляций поляризации динамики ФЛ. Мы согласны с принципиальной возможностью существования такого механизма „замывания“ осцилляций поляризации, однако, представляется маловероятным, что указанный механизм является универсальным, справедливым для разных условий возбуждения и для разных структур. Между тем в магнитном поле в геометрии Фойхта эксперимент показывает устойчивое отсутствие осцилляций в динамике ОЦП, наблюдающееся в нескольких структурах с КТ InP/(In,Ga)P с различными параметрами [7,8].

В настоящей статье исследуется динамика поляризации ФЛ X^- трионов (далее по тексту — трионов) в ансамбле КТ InP/(In,Ga)P в магнитном поле, и обсуждаются спиновые свойства трионов, приводящие к отсутствию осцилляций в динамике поляризации. Также показывается, что деполяризация ФЛ триона вызвана ларморовской прецессией электронных спинов. Эта прецессия, как будет продемонстрировано ниже, не приводит к осцилляциям поляризации ФЛ в поперечном магнитном поле.

2. Методика эксперимента

Исследовался образец с одним слоем самоорганизованных квантовых точек InP/In_{0.48}Ga_{0.52}P, выращенных методом газовой эпитаксии на подложке (100) GaAs.

В работе изучался ансамбль КТ со средним размером $133 \times 20 \text{ nm}$ и плотностью около 10^9 cm^{-2} . КТ закрыты слоем $\text{In}_{0.48}\text{Ga}_{0.52}\text{P}$ толщиной 40 nm . Концентрация доноров в барьерных слоях $(\text{In, Ga})\text{P}$ составляет 10^{16} cm^{-3} , в результате чего КТ заселяются резидентными электронами [11]. Дополнительная информация о структуре представлена в работе [12], образец (i).

Спиновая динамика носителей и экситонов исследовалась методом спектроскопии поляризованной ФЛ с возможностью приложения магнитного поля. Стационарная ФЛ возбуждалась CW титан-сапфировым ($\text{Ti}:\text{Sph}$) лазером с плотностью мощности 75 W/cm^2 и энергией фотона 1.77 eV . Излучение лазера было поляризовано циркулярно и направлено приблизительно вдоль оси роста структуры z . Образец помещался в гелиевый криостат с „холодным пальцем“ при температуре 10 K . Магнитное поле ($B = 0-100 \text{ mT}$) в геометрии Фойхта создавалось при помощи внешнего электромагнита. ФЛ собиралась в геометрии „на отражение“, и измерялась степень ее циркулярной поляризации ρ_c , которая определяется выражением

$$\rho_c = (\Gamma^+ - \Gamma^-)/(\Gamma^+ + \Gamma^-),$$

где $\Gamma^+(\Gamma^-)$ — интенсивность компоненты ФЛ, циркулярная поляризация которой совпадает с поляризацией (противоположна поляризации) возбуждающего света. Отметим, что при циркулярно-поляризованном возбуждении ФЛ может происходить динамическая поляризация ядер (ДПЯ) посредством сверхтонкого взаимодействия с ориентированными светом электронными спинами [13]. Когда требовалось исключить ДПЯ, поляризация возбуждающего света модулировалась (σ^+/σ^-) на частоте 26.61 kHz . Период модуляции, таким образом, равнялся приблизительно 38 us , что заметно короче времени необходимого для поляризации ядерных спинов [13]. Случай использования модуляции возбуждения в работе будет отмечен особо. После прохождения двухрешеточного монохроматора ФЛ регистрировалась лавинным фотодиодом.

При исследовании динамики ФЛ в экспериментальной установке были произведены следующие изменения. Использовался импульсный $\text{Ti}:\text{Sph}$ лазер со средней плотностью мощности накачки 75 W/cm^2 и энергией фотона 1.78 eV . Период следования импульсов составлял 13 ns за исключением случаев, когда это будет оговорено особо. При „разрежении“ импульсов лазера мощность накачки уменьшалась пропорционально увеличению периода следования импульсов. Образец помещался в криостат с парами гелия при температуре 6 K . Магнитное поле ($B = 0-160 \text{ mT}$) в геометрии Фойхта создавалось сверхпроводящими катушками. ФЛ регистрировалась спектрометром, состоящим из однорешеточного монохроматора и стрик-камеры. Минимальное временное разрешение системы составляло 30 ps .

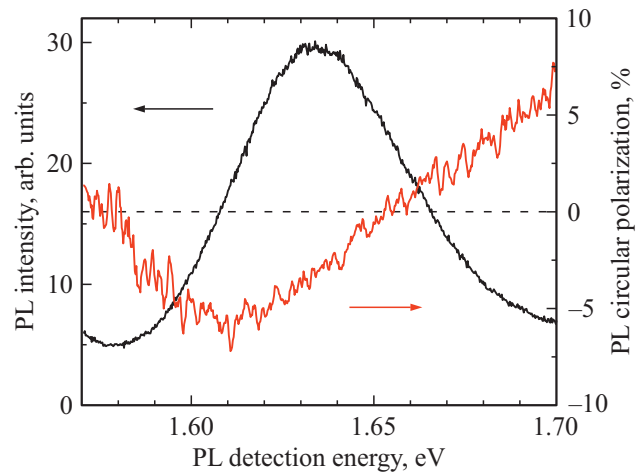


Рис. 1. Спектр ФЛ (интенсивность и степень циркулярной поляризации) при циркулярно-поляризованном CW возбуждении с энергией фотона $E_{exc} = 1.77 \text{ eV}$.

3. Результаты

3.1. Спиновая динамика X^- триона в поперечном магнитном поле

Носители генерировались светом с энергией фотона $E_{exc} = 1.77 \text{ eV}$ (или 1.78 eV) на возбужденных состояниях КТ, ширина запрещенной зоны E_g барьерного материала $\text{In}_{0.48}\text{Ga}_{0.52}\text{P}$ составляет около 1.97 eV [14]. В низкоэнергетической части спектра ФЛ (рис. 1) наблюдается ОЦП (до -5%), что свидетельствует о X^- трионном происхождении регистрируемой линии излучения, см. Введение. При этом в высокоэнергетической части спектра степень поляризации положительна, что говорит о неоднородности заселения ансамбля КТ резидентными носителями [10].

Рассмотрим зависимость интенсивности ФЛ от времени (штриховая линия на рис. 2). Уменьшение интенсивности ФЛ со временем не описывается одной экспонентой. Помимо вклада в ФЛ, экспоненциально затухающего с характерным временем 0.5 ns , присутствует затяжной по времени вклад, который позволяет детектировать сигнал через 10 ns после лазерного импульса. Определение природы „затяжной“ ФЛ находится за рамками данной работы.

ОЦП ФЛ с ростом магнитного поля (B) в геометрии Фойхта уменьшается по амплитуде вплоть до нуля в отсутствие осцилляций во времени (рис. 2). Магнитное поле, в котором амплитуда ОЦП уменьшается в два раза, составляет приблизительно 20 mT . Отметим, что осцилляций поляризации можно ожидать как вследствие ларморовской прецессии спинов дырок (i), так и вследствие прецессии спинов резидентных и фотовозбужденных электронов до связывания в основное состояние триона (ii). Таким образом, отсутствие осцилляций в динамике циркулярной поляризации ФЛ ансамбля трионов в поперечном магнитном поле представляется

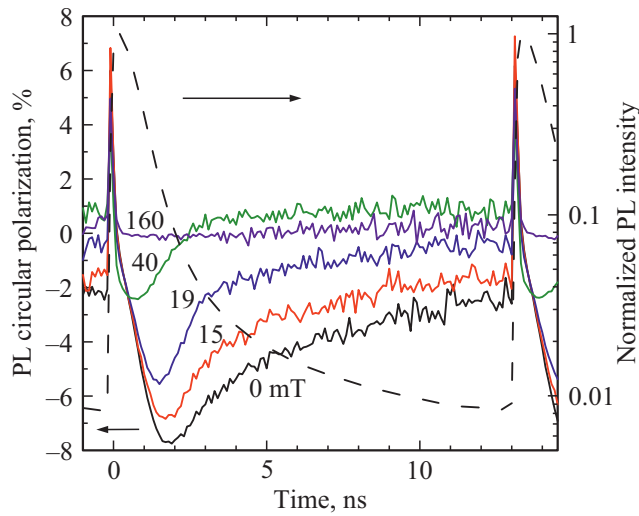


Рис. 2. Динамика интенсивности (штриховая линия) и поляризации ФЛ (сплошные линии) при циркулярно-поляризованном возбуждении в магнитном поле в геометрии Фойхта. ФЛ возбуждается с $E_{exc} = 1.78$ eV и детектируется в полосе $E_{det} = 1.61 \pm 0.01$ eV. Интенсивность ФЛ измерена в нулевом магнитном поле, поляризация — в различных полях.

нетривиальным наблюдением, требующим более подробного изучения. Рассмотрим последовательно причины, по которым процессы (i, ii) не приводят к осцилляциям поляризации ФЛ:

(i) Ларморовская прецессия спина дырки в трионе.

Для того, чтобы описать отсутствие осцилляций в динамике поляризации ФЛ ансамбля X^- трионов сначала смоделируем спиновую динамику трионов, находящихся в основном состоянии (рис. 3). В основном состоянии триона спины электронов антипараллельны и компенсируют друг друга, и спиновая динамика определяется тяжелой дыркой. В КТ с аксиальной или D_{2d} симметрией g -фактор тяжелой дырки в плоскости КТ g_{hh}^\perp близок к нулю [15]. Однако, на практике симметрия КТ зачастую оказывается ниже (C_{2v}), в результате состояния легкой и тяжелой дырок смешиваются, и g_{hh}^\perp приобретает отличные от нуля малые значения. Например, в КТ CdSe/ZnSe наблюдался $g_{hh}^\perp = 0.2$ [16] и $g_{hh}^\perp = 0.3$ [17]. Отметим, что значения g_{hh}^\perp имеют некоторый разброс по ансамблю КТ, который мы будем описывать нормальным распределением $f(g_{hh}^\perp)$ со среднеквадратическим отклонением $\sigma \triangleq \Delta g_{hh}^\perp$ и математическим ожиданием $\mu \triangleq \langle g_{hh}^\perp \rangle$. Для получения модельных зависимостей (рис. 3) на первом этапе решалось уравнение Блоха для спина тяжелой дырки \mathbf{j} в поперечном магнитном поле \mathbf{B} :

$$\frac{d\mathbf{j}}{dt} = -\frac{\mathbf{j}}{T_s^{hh}} + \frac{\mu_B}{\hbar} g_{hh}^\perp \mathbf{B} \times \mathbf{j},$$

где μ_B — это магнетон Бора, \hbar — постоянная Планка, T_s^{hh} — время жизни спина тяжелой дырки в основном состоянии. Решение уравнения Блоха, имеющее вид,

$j_z(t) \propto \cos(\omega t) \exp(-t/T_s^{hh})$ было усреднено по распределению $f(g_{hh}^\perp)$:

$$\int j_z(t) f(g_{hh}^\perp) dg_{hh}^\perp.$$

Полученные зависимости среднего по ансамблю дырочного спина от времени при различных параметрах Δg_{hh}^\perp и $\langle g_{hh}^\perp \rangle$ изображены на рис. 3. Время жизни спина дырки в основном состоянии T_s^{hh} было принято за 10 ns. Отметим, что времена такого порядка наблюдаются в исследованных КТ, поскольку оптическая ориентация сохраняется до очередного лазерного импульса (см. рис. 2), период следования импульсов 13 ns. Также отметим, что циркулярная поляризация ФЛ триона в основном состоянии определяется именно спином дырки. На рис. 3, *a* видно, что при $\langle g_{hh}^\perp \rangle = 0$, осцилляций не возникает вне зависимости от Δg_{hh}^\perp , с ростом которого происходит ускорение деполяризации ФЛ. При $\langle g_{hh}^\perp \rangle = 0.3$ (рис. 3, *b*) осцилляции присутствуют, но они замываются уже при Δg_{hh}^\perp порядка десятых долей единицы. Можно сказать, что осцилляции среднего по ансамблю дырочного спина замываются при достаточно большом разбросе значений g_{hh}^\perp , когда выполняется соотношение $\Delta g_{hh}^\perp > \langle g_{hh}^\perp \rangle$. Получается, что осцилляции в

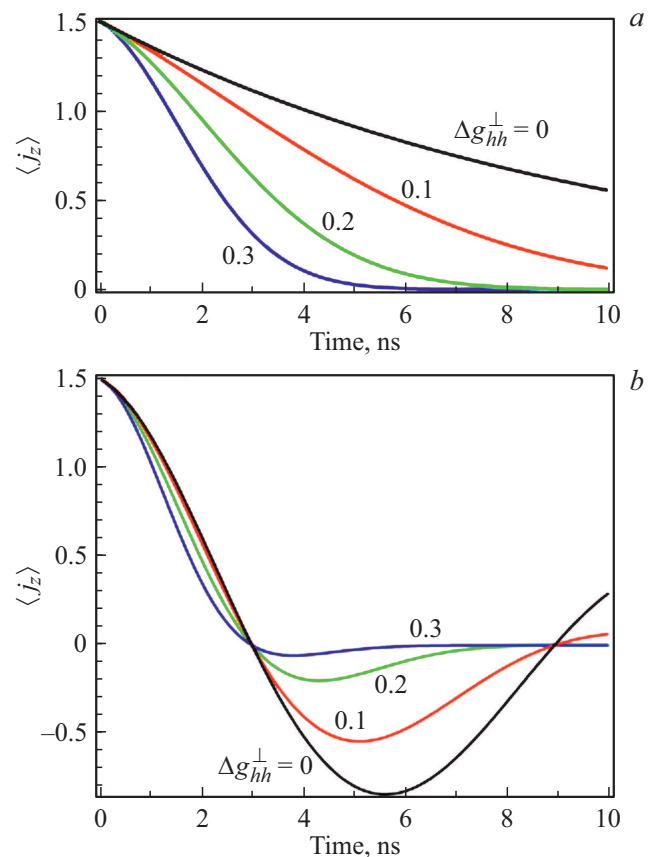


Рис. 3. Моделирование динамики проекции среднего по ансамблю КТ спина тяжелой дырки на ось роста КТ в магнитном поле 20 мТл в геометрии Фойхта, $T_s^{hh} = 10$ ns: (a) $\langle g_{hh}^\perp \rangle = 0$, $\Delta g_{hh}^\perp = 0 \dots 0.3$; (b) $\langle g_{hh}^\perp \rangle = 0.3$, $\Delta g_{hh}^\perp = 0 \dots 0.3$.

динамике поляризации ФЛ ансамбля трионов в основном состоянии отсутствуют как при $\langle g_{hh}^{\perp} \rangle = 0$, так и при достаточно большом разбросе значений g_{hh}^{\perp} по ансамблю КТ, что в силу специфики появления g_{hh}^{\perp} отличного от нуля вполне реализуемо. Таким образом, дефазировка ансамбля дырочных спинов приводит при определенных реалистичных параметрах образца к „замыванию“ осцилляций поляризации ФЛ.

(ii) **Ларморовская прецессия спинов резидентного и фотовозбужденного электронов.** Зачастую, в том числе в данной работе, фотовозбуждение носителей в КТ производится „выше“ энергии основного состояния триона. В таком случае, спиновая поляризация резидентного и фотовозбужденного электронов влияет на направление спина тяжелой дырки в основном состоянии триона [5]. Темп термализации в основное состояние ограничен процессом энергетической релаксации, а также взаимными „флип-флоп“ переворотами спинов электрона и дырки, вызванными анизотропным обменным взаимодействием [3]. Действительно, при сонаправленных спинах резидентного и фотовозбужденного электронов, когда принцип Паули не позволяет электронам расположиться на основном уровне, релаксация триона в основное состояние происходит посредством „флип-флоп“ переворота. Характерное значение анизотропного обменного расщепления светлого экситона δ_b , определяющего скорость „флип-флоп“ процесса, в КТ $\text{InP}/(\text{In,Ga})\text{P}$ составляет 100 μeV [5]. Таким образом, „флип-флоп“ переворот происходит за время $\tau = \hbar/\delta_b \approx 10$ ps.

Отметим важное обстоятельство: ларморовская прецессия спинов электронов в возбужденном состоянии триона и спинов „свободных“ резидентных электронов влияет исключительно на поляризацию спинов дырок в основном состоянии и, следовательно, не может вызывать осцилляций поляризации ФЛ из основного состояния триона. При этом, именно ларморовская прецессия электронных спинов вызывает деполяризацию ФЛ в поперечном магнитном поле. Чтобы показать это, рассмотрим прецессию в магнитном поле 20 мТ ансамбля дырочных спинов с $\langle g_{hh}^{\perp} \rangle = 0.2$. Для того, чтобы спины тяжелых дырок дефазировались необходимо, чтобы прошло хотя бы четверть периода прецессии, что составляет 4.5 ns. В то время как в эксперименте (рис. 2) деполяризация происходит уже непосредственно после лазерного импульса, в первую наносекунду.

В отличие от фотовозбужденных носителей, дефазировка спинов резидентных электронов в магнитном поле преимущественно происходит в отсутствие фотовозбужденного экситона в КТ, в промежутке времени между лазерными импульсами. Поэтому дефазировка спинов резидентных электронов может приводить к деполяризации ФЛ непосредственно после лазерного импульса, что и наблюдается в эксперименте (рис. 2). Покажем, что накачка спинов резидентных электронов имеет место и существенно влияет на поляризацию ФЛ.

Интегральная по времени степень ОЦП ФЛ уменьшается по модулю с периодом повторения лазерных им-

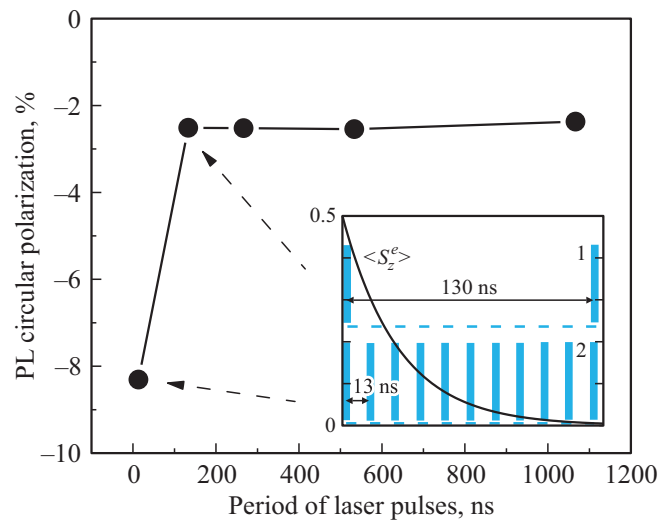


Рис. 4. Интегральная по времени степень ОЦП ФЛ в зависимости от периода повторения лазерных импульсов. $E_{exc} = 1.78$ eV, $E_{det} = 1.61$ eV, $B = 0$. Вставка: тонкой линией показано экспоненциальное затухание с характерным временем 30 ns среднего спина резидентных электронов. Вертикальными полосами показаны серии лазерных импульсов 1 и 2 с периодом следования 130 и 13 ns соответственно.

пульсов (T_R) в промежутке от 13 до 130 ns (рис. 4). Данное изменение вызвано ограниченным временем жизни спина резидентных электронов, лежащим в интервале от 13 до 130 ns (см. иллюстрацию на вставке рис. 4). Таким образом, при периодах следования импульсов 130 ns и более накопления спиновой поляризации резидентных электронов не происходит (серия импульсов 1 на вставке рис. 4), в то время как при $T_R = 13$ ns поляризация имеет место (серия импульсов 2). Из рис. 4 видно, что наличие спиновой накачки резидентных электронов увеличивает степень ОЦП более чем в 3 раза с -2.5 до -8.3% .

3.2. Влияние ядерного поля на деполяризацию ФЛ

Подводя промежуточные итоги, можно заключить, что деполяризация ФЛ в магнитном поле в геометрии Фойхта связана с ларморовской прецессией электронных спинов. Этот вывод подтверждается в приведенных ниже стационарных исследованиях деполяризации ФЛ при наличии/в отсутствие ДПЯ. Указанные эксперименты проведены с целью выяснить, чем определяется значение характерного магнитного поля (20 мТ), в котором происходит деполяризация динамики ФЛ, см. раздел 3.1. Показано, что полуширина эффекта Ханле определяется полем динамически поляризованных спинов ядер, действующим на спины электронов.

ДПЯ присутствует/отсутствует в случае постоянного/переменного по поляризации возбуждения ФЛ, см. раздел Методика эксперимента. При наличии ядерного поля, действующего на спины электронов, степень

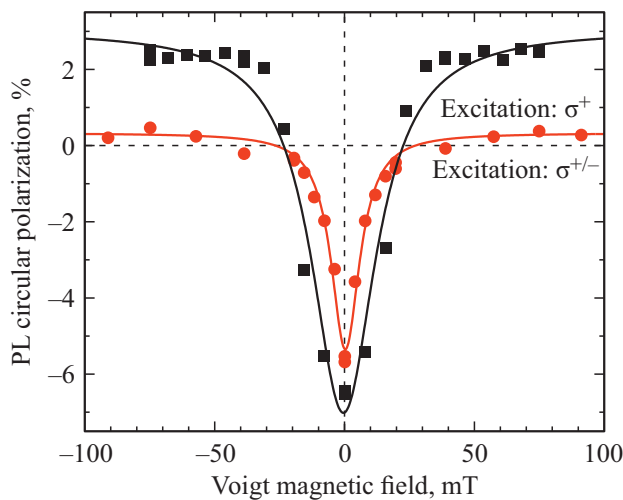


Рис. 5. Зависимости ОЦП стационарной ФЛ от магнитного поля в геометрии Фойхта при постоянной (квадраты) и модулированной (круги) поляризации возбуждения. Сплошными линиями показана аппроксимация контурами Лоренца. $E_{exc} = 1.77$ eV, $E_{det} = 1.61$ eV.

циркулярной поляризации в нулевом поле больше по модулю (около 7%) в сравнении со случаем отсутствия ядерного поля (6%). Кривые деполаризации в магнитном поле (эффект Ханле) были описаны контурами Лоренца (сплошные линии на рис. 5). При наличии ядерного поля полуширина эффекта Ханле составляет 15 мТ, что в 2.3 раза больше, чем полуширина в отсутствие ДПЯ (6.5 мТ). Отметим, что обычно наблюдается обратное: ядерное поле ускоряет деполаризацию ФЛ, складываясь со внешним полем [13]. В работах [10,18] было показано, что уширение эффекта Ханле при ДПЯ в КТ InP/(In,Ga)P вызвано фиксацией ядерного поля вдоль оси роста КТ, что, в свою очередь, обусловлено ядерным квадрупольным взаимодействием. Ядерное квадрупольное взаимодействие возникает при наличии градиента электрического поля в области расположения ядра, обладающего ненулевым электрическим квадрупольным моментом [19]. В частности, квадрупольное взаимодействие ядер индия (95.5% ^{115}In и 4.5% ^{113}In , все со спином $I = 9/2$ [20]) в КТ InP/(In,Ga)P возникает в силу значительной деформации кристаллической решетки, которая и создает градиент электрического поля. Деформация имеет место вследствие большого различия постоянных решетки InP и (In,Ga)P. В работе [21] сообщалось о различии в 3.7% между постоянными решетки InP и $\text{In}_{0.485}\text{Ga}_{0.515}\text{P}$.

Таким образом, ДПЯ имеет место уже в нулевом внешнем магнитном поле и стабилизирует спины электронов, что приводит к увеличению поляризации ФЛ (рис. 5). Поперечному магнитному полю необходимо преодолеть продольное ядерное поле при деполаризации ФЛ. Из полуширины эффекта Ханле при наличии ДПЯ можно получить значение ядерного поля 15 мТ.

Отметим, что значение полуширины стационарной кривой Ханле (15 мТ) согласуется со значением магнитного поля, в котором амплитуда динамики ОЦП падает в два раза (20 мТ).

4. Заключение

Отсутствие осцилляций в динамике ОЦП ФЛ КТ InP/(In,Ga)P в магнитном поле в геометрии Фойхта обусловлено особенностями спиновой динамики X^- триона: (i) спиновая динамика электронов определяет исключительно спиновую поляризацию тяжелых дырок в основном состоянии триона; (ii) оптическая ориентация ФЛ из основного состояния триона полностью определяется спиновой поляризацией дырки; (iii) малая величина и значительный разброс по ансамблю КТ поперечных компонент g-фактора тяжелой дырки, в свою очередь, не позволяют наблюдать осцилляции поляризации ФЛ ансамбля КТ. Деполаризация ФЛ при этом преимущественно обусловлена ларморовской прецессией спинов электронов. Полуширина эффекта Ханле определяется значением ядерного поля (около 20 мТ) динамически поляризованных ядер.

Благодарности

Авторы выражают глубокую признательность В.Л. Кореневу за полезные обсуждения и М. Salewski за помощь при проведении экспериментов.

Финансирование работы

Настоящая работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (грант № 18-12-00352). И.А. Акимов, Д.Р. Яковлев, М. Kotur и М. Bayer благодарят за финансовую поддержку Deutsche Forschungsgemeinschaft в рамках совместной инициативы International Collaborative Research Center TRR 160 (проект B4).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] X. Marie, B. Urbaszek, O. Krebs, T. Amand. Spin Physics in Semiconductors / Ed. M.I. Dyakonov. Springer, Berlin (2008). Ch. 4. P. 91.
- [2] A.S. Bracker, D. Gammon, V.L. Korenev. Semicond. Sci. Technol. **23**, 114004 (2008).
- [3] E.L. Ivchenko, G.E. Pikus. Superlattices and Other Heterostructures. Springer, Berlin (1997).
- [4] H. Yu, S. Lycett, C. Roberts, R. Murray. Appl. Phys. Lett. **69**, 4087 (1996).
- [5] Р.И. Джиоев, Б.П. Захарченя, В.Л. Коренев, П.Е. Пак, Д.А. Винокуров, О.В. Коваленков, И.С. Тарасов. ФТТ **40**, 1745 (1998).

- [6] S. Cortez, O. Krebs, S. Laurent, M. Senes, X. Marie, P. Voisin, R. Ferreira, G. Bastard, J-M. Gérard, T. Amand. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 207401 (2002).
- [7] I.A. Yugova, I.Ya. Gerlovin, V.G. Davydov, I.V. Ignatiev, I.E. Kozin, H.W. Ren, M. Sugisaki, S. Sugou, Y. Masumoto. *Phys. Rev. B* **66**, 235312 (2002).
- [8] S.V. Nekrasov, Yu.G. Kusrayev, I.A. Akimov, V.L. Korenev, L. Langer, M. Salewski. *J. Phys.: Conf. Ser.* **741**, 012189 (2016).
- [9] L. Lombez, P-F. Braun, X. Marie, P. Renucci, B. Urbaszek, T. Amand, O. Krebs, P. Voisin. *Phys. Rev. B* **75**, 195314 (2007).
- [10] S.V. Nekrasov, I.A. Akimov, Yu.G. Kusrayev, D.R. Yakovlev, M. Bayer. *Phys. Rev. B* **100**, 235415 (2019).
- [11] D. Hessman, J. Persson, M-E. Pistol, C. Pryor, L. Samuelson. *Phys. Rev. B* **64**, 233308 (2001).
- [12] J. Kapaldo, S. Rouvimov, J.L. Merz, S. Oktyabrsky, S.A. Blundell, N. Bert, P. Brunkov, N.A. Kalyuzhnyy, S.A. Mintairov, S. Nekrasov, R. Saly, A.S. Vlasov, A.M. Mintairov. *J. Phys. D* **49**, 475301 (2016).
- [13] V.G. Fleisher, I.A. Merkulov. *Optical Orientation* / Ed. F. Meier, B. Zakharchenya. North-Holland, Amsterdam (1984). Ch. 5. P. 173.
- [14] C. Pryor, M-E. Pistol, L. Samuelson. *Phys. Rev. B* **56**, 16, 10404 (1997).
- [15] X. Marie, T. Amand, P. Le Jeunne, M. Pillard, P. Renucci, L.E. Golub, V.D. Dymnikov, E.L. Ivchenko. *Phys. Rev. B* **60**, 5811 (1999).
- [16] T. Flissikowski, I.A. Akimov, A. Hundt, F. Henneberger. *Phys. Rev. B* **68**, 161309(R) (2003).
- [17] A.V. Koudinov, I.A. Akimov, Yu.G. Kusrayev, F. Henneberger. *Phys. Rev. B* **70**, 241305(R) (2004).
- [18] R.I. Dzhioev, V.L. Korenev. *Phys. Rev. Lett.* **99**, 037401 (2007).
- [19] C.P. Slichter. *Principles of Magnetic Resonance*. Springer, Berlin (1990).
- [20] A. Lösche. *Kerninduktion*. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin (1957).
- [21] A. Kurtenbach, K. Eberl, T. Shitara. *Appl. Phys. Lett.* **66**, 361 (1995).

Редактор Ю.Э. Кутаев