

# ДИНАМИКА ЯДЕРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ InGaAs В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*С. Ю. Вербин*<sup>a,b\*</sup>, *И. Я. Герловин*<sup>a</sup>, *И. В. Игнатъев*<sup>a,b\*\*</sup>, *М. С. Кузнецова*<sup>a,b</sup>,  
*Р. В. Чербунин*<sup>a,b</sup>, *К. Флисинский*<sup>b\*\*\*</sup>, *Д. Р. Яковлев*<sup>b,c\*\*\*</sup>, *М. Байер*<sup>b\*\*\*</sup>

<sup>a</sup> *Лаборатория «Оптика спина», Санкт-Петербургский государственный университет  
198504, Санкт-Петербург, Россия*

<sup>b</sup> *Technische Universität Dortmund  
D-44227, Dortmund, Deutschland*

<sup>c</sup> *Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук  
194021, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 24 июля 2011 г.

Экспериментально исследован эффект Ханле с временным разрешением для отрицательно заряженных квантовых точек InGaAs/GaAs. Полученные данные проанализированы с использованием оригинальной концепции раздельного поведения продольной и поперечной компонент ядерной поляризации. Анализ результатов экспериментов позволил определить времена нарастания и распада каждой из компонент ядерной поляризации в исследуемых квантовых точках и их зависимость от величины поперечного магнитного поля. Установлено, что времена нарастания и распада продольной компоненты ядерной поляризации, параллельной внешнему полю, практически одинаковы и составляют примерно 5 мс. Для поперечной компоненты ядерной поляризации анализ показал, что времена ее нарастания и распада сильно различаются и существенным образом зависят от магнитного поля, меняясь от единиц до десятков миллисекунд в интервале полей 20–100 мТл. Наблюдаемое поведение ядерной поляризации не укладывается в рамки существующих феноменологических моделей, и для его объяснения требуется развитие адекватной теории спиновой динамики системы ядерных спинов квантовой точки в условиях сильного квадрупольного расщепления.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Эффект ориентации ядерных спинов, или динамической ядерной поляризации (dynamic nuclear polarization, DNP) в твердых телах активно исследовался, начиная с середины прошлого века [1]. Основным способом ядерной поляризации в полупроводниках является передача углового момента от оптически ориентированных электронов к ядрам, которая возможна благодаря их сверхтонкому взаимодействию [2]. Наиболее эффективно этот процесс идет в гетероструктурах с квантовыми точками, в которых электронная волновая функция локализована на ограниченном числе ядер и спины электрона

и ядер образуют сильносвязанную систему. Поляризованные ядра действуют, в свою очередь, на электрон как эффективное магнитное поле (поле Оверхаузера), что позволяет изучать состояние ядерной системы методами оптической спектроскопии. Динамика поляризации ядер в полупроводниках активно исследовалась в течение трех последних десятилетий [2, 3]. Было установлено, что времена энергетической релаксации ядерных спинов в объемных полупроводниках и квантовых ямах лежат в области единиц и более секунд [4]. Первые экспериментальные данные о динамике ядерной поляризации в квантовых точках, появившиеся в последние годы, показали, что в таких системах ядерная поляризация релаксирует значительно быстрее. В частности, было обнаружено, что в магнитном поле, параллельном оси оптического возбуждения (продольное по-

\*E-mail: syuv54@mail.ru

\*\*E-mail: ivan\_ignatiev@mail.ru

\*\*\*К. Flisinski, D. R. Yakovlev, M. Bayer

ле), ядерная спиновая релаксация может происходить за времена порядка миллисекунд [5–8].

Динамика ядерной поляризации в квантовых точках в магнитном поле, перпендикулярном оптической оси (в так называемой конфигурации Фогта), до недавнего времени фактически не исследовалась. Наличие поперечного магнитного поля сопровождается уменьшением степени циркулярной поляризации люминесценции полупроводника (эффект Ханле). Причиной деполяризации является прецессия ориентированного светом спина электрона (или экситона) в поле. Возникновение эффективного поля ядерной поляризации может радикально изменить форму кривой Ханле [2, 9, 10]. Это дает возможность экспериментального исследования динамики ядерной поляризации путем измерения эффекта Ханле в кинетическом режиме, т. е. с временным разрешением.

Первые результаты наблюдения время-разрешенного эффекта Ханле в ансамбле отрицательно заряженных квантовых точек InGaAs/GaAs [11] продемонстрировали эффективность такого рода экспериментов для изучения динамики ядерной спиновой системы. В настоящей работе приводятся систематические экспериментальные данные, анализ которых позволил оценить характеристические времена создания и распада динамической ядерной поляризации в исследуемой структуре. В экспериментах использовалась амплитудная модуляция оптического возбуждения с различной длительностью темновых  $t_d$  и световых  $t_{exc}$  промежутков.

Было установлено, что при сильной оптической накачке контур кривых Ханле для исследованного образца в целом подобен наблюдаемому ранее для электронов, локализованных на донорах [2, 3]. Его форма качественно согласуется с предсказаниями классической модели формирования DNP в поперечном магнитном поле [2, 3]. При этом, однако, классическая модель не может объяснить наблюдаемое в наших экспериментах значительное увеличение ширины кривой Ханле при увеличении плотности оптической накачки. Аналогично работам [11, 12], мы предполагаем, что уширение кривой Ханле связано с возникновением компоненты ядерной поляризации, стабилизированной в результате квадрупольного расщепления ядерных спиновых состояний. Анализ данных, полученных во время-разрешенных экспериментах, позволил количественно оценить времена нарастания и затухания продольной и поперечной компонент ядерной спиновой поляризации в исследуемых структурах.

## 2. ДЕТАЛИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Исследовалась гетероструктура, содержащая 20 слоев самоорганизованных квантовых точек (In,Ga)As/GaAs, разделенных слоями  $n$ -легированного барьера GaAs. Уровень легирования был подобран таким образом, чтобы в квантовых точках находилось в среднем по одному резидентному электрону на точку. Время взаимодействия таких электронов с ядрами не ограничено временем рекомбинации с фоторожденными дырками, что позволяло рассчитывать на получение значительной ядерной поляризации. Структура отжигалась при температуре 900 °C, при которой происходило частичное снятие напряжений в квантовых точках из-за взаимодиффузии атомов Ga и In. В экспериментах регистрировалась зависимость степени циркулярной поляризации люминесценции от магнитного поля (кривая Ханле).

Люминесценция образца возбуждалась непрерывным излучением Ti-сапфирового лазера, энергия фотонов которого соответствовала оптическим переходам в смачивающем слое. Для изучения динамики ядерной поляризации мы использовали прямоугольную амплитудную модуляцию возбуждающего излучения, имеющего постоянную циркулярную поляризацию. Интенсивность возбуждения модулировалась с помощью акусто-оптического модулятора, формировавшего импульсы излучения и темновые промежутки между ними требуемых длительностей. Излучение образца пропусклось через монохроматор и регистрировалась в максимуме полосы свечения квантовых точек с помощью лавинного фотодиода, работающего в режиме счета фотонов.

Для измерения степени поляризации использовалась стандартная методика, в которой излучение пропускается через фотоупругий модулятор и анализатор. Модулятор создает разность фаз между линейными компонентами световой волны по синусоидальному закону,  $\Delta\varphi = (\pi/4)\sin(2\pi ft)$ , и тем самым конвертирует каждую из циркулярных компонент люминесценции ( $\sigma^+$  и  $\sigma^-$ ) в линейные компоненты ( $x$  и  $y$ ) с частотой  $f = 50$  кГц. Анализатор выделяет одну из линейных компонент. Накопление импульсов от фотодиода осуществлялось одним из двух методов. В первом из них использовался двухканальный счетчик фотонов, в каждом из каналов которого накапливался сигнал интенсивности люминесценции в небольших временных воротах (2.5 мкс) вблизи экстремумов  $\Delta\varphi$ . Во втором способе использовалась многоканальная время-пролетная (time-of-flight) карточка фирмы ComTec, с помощью

которой регистрировался временной профиль сигнала люминесценции после включения импульса накачки. Ширина временных ворот обычно составляла 1 мкс, поэтому регистрировался синусоидальный сигнал с постоянной «подставкой», формируемый фотоупругим модулятором и анализатором. С помощью математической обработки этого сигнала вычислялась динамика степени циркулярной поляризации люминесценции.

Степень поляризации изучаемых квантовых точек была отрицательной, т. е. люминесценция имела преимущественно  $\sigma^-$ -поляризацию при  $\sigma^+$ -поляризации оптического возбуждения [6]. Механизм формирования отрицательной циркулярной поляризации (negative circular polarization, NCP) люминесценции квантовых точек активно обсуждался в литературе [13–15]. Было показано, что наличие NCP является результатом оптической ориентации спина резидентного электрона. Амплитуда NCP пропорциональна среднему значению проекции электронного спина на оптическую ось  $z$  в ансамбле квантовых точек [15]:

$$A_{NCP} \propto 2\langle S_z \rangle. \quad (1)$$

Это означает, что абсолютное значение амплитуды NCP можно использовать как меру степени ориентации электронного спина. Основным фактором, определяющим поляризацию спина электрона, локализованного в квантовой точке, является сверхтонкое взаимодействие со спинами ядер [2]. Это позволяет, анализируя поведение электронной поляризации, получать информацию об ориентации ядерных спинов.

Как показали результаты измерений, при непрерывной (continuous wave, CW) накачке кривая Ханле имеет W-образную форму с узким центральным пиком (рис. 1). Такая форма указывает на наличие DNP [2, 9]. При достаточно большой длительности импульсов возбуждения ( $t_{exc} > 50$  мс) кривая Ханле практически совпадает с кривой, полученной при непрерывном возбуждении. Другими словами, состояние электронно-ядерной системы в конце импульса накачки не зависит от предыстории, в частности, от длительности темнового промежутка между импульсами. Изменение параметров модуляции сопровождается изменением формы кривой Ханле.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для изучения нарастания ядерной поляризации измерялась величина NCP как функция времени после включения накачки с помощью описанной выше многоканальной системы регистрации. Рисунок 2 де-

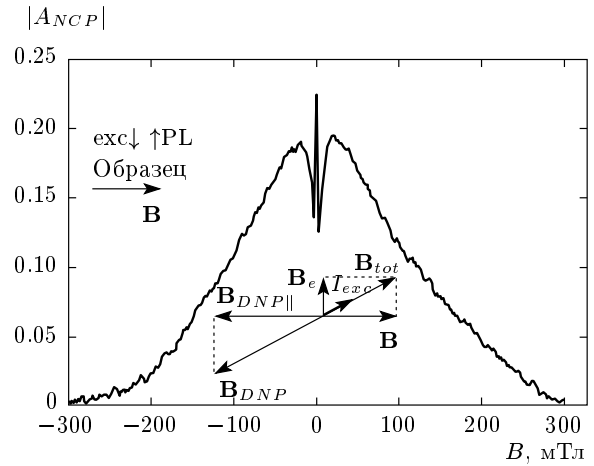


Рис. 1. Зависимость степени поляризации люминесценции исследуемого образца от поперечного магнитного поля (кривая Ханле) при непрерывной оптической накачке. Плотность мощности возбуждения  $I_{exc} = 40$  Вт/см<sup>2</sup>. На левой вставке — геометрия эксперимента, на нижней вставке — схема формирования эффективного ядерного поля  $\mathbf{B}_{DNP}$ , действующего на электронный спин (см. детали в тексте); PL — фотолюминесценция

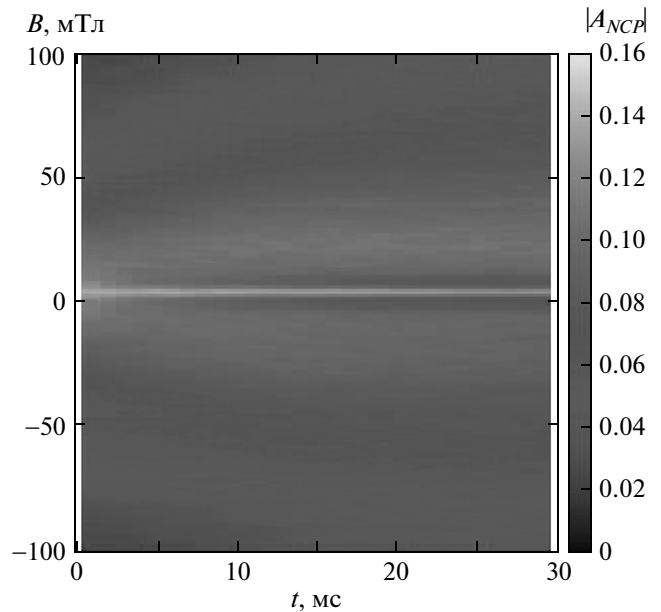


Рис. 2. Результаты измерения зависимости степени поляризации от магнитного поля  $B$  и временного сдвига по отношению к моменту включения возбуждения (справа показана шкала интенсивности величины  $|A_{NCP}|$ )

монстрирует изменение формы кривых Ханле как функцию времени, отсчитываемого от начала импульса накачки. В первый момент после включения накачки кривая Ханле имеет плавную форму и малую ширину. Со временем ширина кривой Ханле возрастает, а вокруг центрального пика возникают провалы, т. е. формируется W-структура. Максимальная ширина кривой и наибольшая глубина провала в W-структуре достигаются при непрерывном возбуждении.

Релаксация ядерной поляризации изучалась путем регистрации люминесценции в течение короткого интервала  $t_{det} = 1$  мс в момент начала светового импульса после темновых промежутков различной длительности. Предполагалось, что за время детектирования накачка не успевает существенно изменить ядерную поляризацию. Изучалась зависимость степени поляризации от длительности  $t_d$  темнового промежутка между импульсами, изменявшейся от 20 мкс до 50 мс. Кривые Ханле, полученные при разных длительностях, приведены на рис. 3. На рис. 3а показаны формы кривых Ханле в целом, а на рис. 3б — их центральная часть. Видно, что при коротких темновых промежутках кривая Ханле подобна кривой, полученной при непрерывном возбуждении (см. рис. 1). В частности, наблюдается ярко выраженная W-структура, и кривая имеет большую ширину. Увеличение темнового интервала сопровождается сглаживанием W-структуры и сужением кривой Ханле.

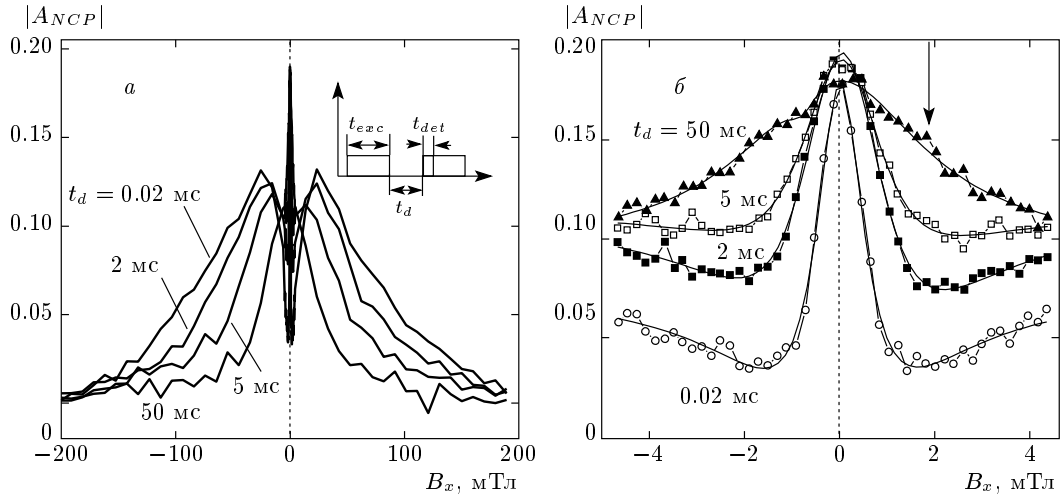
Исходя из полученных экспериментальных данных, можно сделать общий вывод: развитие ядерной поляризации приводит к уменьшению степени ориентации электронных спинов в области малых поперечных магнитных полей и к увеличению степени их ориентации в больших полях. Совершенно очевидно, что эти эффекты связаны с двумя различными процессами.

Согласно предложенной в работе [9] модели, основанной на понятии спиновой температуры [16], причиной формирования W-контура на кривой Ханле при сильной оптической накачке является образование большой DNP, параллельной суммарному полю  $B_{tot}$ , действующему на ядерные спины. В данном случае это поле складывается из внешнего поля  $\mathbf{B}$  и эффективного поля  $B_e$  (поля Найта) электронного спина, ориентированного светом. Когда внешнее поле начинает превышать поле Найта, суммарное поле и, соответственно, поле ядерной поляризации начинают отклоняться от оптической оси к направлению внешнего поля. Результатом такого поворота является уменьшение степени ориентации электрон-

ного спина, т. е. уменьшение поля Найта, что, в свою очередь, дополнительно увеличивает угол поворота. Такая, своего рода положительная, обратная связь приводит в итоге к формированию узкого центрального пика на кривой Ханле.

В системе InGaAs эффективное поле, действующее на электронный спин со стороны ядерных спинов, направлено противоположно направлению ядерных магнитных моментов вследствие отрицательного значения электронного  $g$ -фактора [2, 3]. Как схематически показано на вставке к рис. 1, в результате этого эффективное ядерное поле  $B_{DNP\parallel}$  не складывается с внешним полем, а вычитается из него. При небольших внешних магнитных полях, соответствующих области провалов вокруг центрального пика, ядерное поле превышает внешнее, поэтому электронный спин эффективно деполаризуется в большом суммарном поле  $\mathbf{B}_{tot}$ . С ростом внешнего магнитного поля их разность уменьшается, а поляризация электронного спина начинает возрастать, что и приводит к формированию W-структуры на контуре Ханле. Отсюда следует, что о динамике продольной компоненты ядерного поля,  $\mathbf{B}_{DNP\parallel}$ , можно судить по изменению во времени провалов вокруг центрального пика. Следует отметить, что в нашей работе, как и в [16], термины «продольная» и «поперечная» применяются соответственно к компонентам ядерного поля, параллельной и перпендикулярной направлению внешнего магнитного поля, а не к оси оптического возбуждения, как сделано, например, в [2].

Информацию о поведении поперечной компоненты  $\mathbf{B}_{DNP\perp}$  ядерного поля можно извлечь, анализируя ширину кривой Ханле. Как следует из рис. 2 и 3, кривая Ханле имеет максимальную ширину при непрерывном возбуждении светом с постоянной циркулярной поляризацией, а при модуляции возбуждения ширина кривой уменьшается с ростом темновых интервалов. Предполагается, что большая ширина кривой обусловлена образованием поперечной компоненты  $\mathbf{B}_{DNP\perp}$  ядерного поля, стабилизированной квадрупольным расщеплением ядерных спиновых состояний вдоль оптической оси [11, 12]. Если иметь в виду, что в больших внешних магнитных полях продольная компонента  $\mathbf{B}_{DNP\parallel}$  не играет существенной роли [2, 3], то это указывает на возможность отдельной оценки динамики компонент  $\mathbf{B}_{DNP\parallel}$  и  $\mathbf{B}_{DNP\perp}$  ядерного поля по поведению электронной спиновой поляризации соответственно в малых и больших полях. При этом для анализа экспериментальных данных необходимо получить выражения, связывающие изменение степени электронной поля-



**Рис. 3.** Зависимость формы кривых Ханле от длительности  $t_d$  темнового интервала при фиксированном временном интервале возбуждения  $t_{exc} = 100$  мс; плотность мощности возбуждения  $I_{exc} = 40$  Вт/см<sup>2</sup>: *a* — полная форма кривых при значениях темновых промежутков, показанных у каждой кривой; *б* — форма центральной части кривых при разных длительностях темнового интервала. Стрелка указывает на нижнюю точку провала на кривой Ханле. Сплошные линии проведены для наглядности

ризации с величиной соответствующих компонент DNP.

#### 4. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

##### 4.1. Формулы для анализа

При выводе выражений для компонент ядерной поляризации разумно предположить, что из-за большой частоты прецессии электронного спина единственной сохраняющейся во времени его компонентой является проекция спина на направление суммарного поля  $\mathbf{V}_{tot}$ . Измеряемая в эксперименте степень поляризации люминесценции пропорциональна проекции сохраняющейся компоненты спина на направление наблюдения, т. е. величине

$$S_z = S \cos^2 \vartheta = S \frac{B_{tot,z}^2}{B_{tot}^2}. \quad (2)$$

Здесь  $S$  — величина, характеризующаяся созданной светом ориентацией спина, а  $\vartheta$  — угол между направлением наблюдения и суммарным полем  $\mathbf{V}_{tot} = \mathbf{V} + \mathbf{V}_N$ , складывающимся из внешнего магнитного поля  $\mathbf{V}$ , и суммарного ядерного поля  $\mathbf{V}_N = \mathbf{V}_f + \mathbf{V}_{DNP}$ , где  $\mathbf{V}_f$  — эффективное поле ядерных спиновых флуктуаций [17], а  $\mathbf{V}_{DNP}$  — поле динамической ядерной поляризации. Отметим, что ядерные спиновые флуктуации являются результатом сложения случайно ориентированных ядерных спинов.

Вследствие наличия в квантовой точке ограниченного числа ядерных спинов, с которыми взаимодействует электрон, эта флуктуация заметно больше, чем для случая локализации электрона на донорах в объемном материале, и составляет несколько десятков миллеслеса [18]. Из-за наличия флуктуационных полей мы можем оценивать только среднее по ансамблю значение спина  $\langle S_z \rangle$ .

В отсутствие регулярных полей (внешнего поля  $\mathbf{V}$  и поля  $\mathbf{V}_{DNP}$ ) динамика электронного спина определяется только ядерными спиновыми флуктуациями. Внешнее магнитное поле, перпендикулярное оптической оси (для определенности, направленное по оси  $x$ ), существенно изменяет усредненную по времени поляризацию электронного спина. Как показано в работе [17], строгое вычисление величины  $S_z$  в этих условиях является довольно громоздкой процедурой. При этом результаты расчетов показывают, что полевая зависимость  $S_z$  описывается убывающей кривой колоколообразной формы. Эта кривая хорошо аппроксимируется функцией (2), в которой

$$B_{tot,z}^2 = \langle B_{f,z}^2 \rangle,$$

где  $\langle B_{f,z}^2 \rangle$  — среднее по ансамблю значение квадрата  $z$ -компоненты поля ядерных спиновых флуктуаций, а величина

$$B_{tot}^2 = B^2 + \langle B_f^2 \rangle,$$

где  $\langle B_f^2 \rangle = \langle B_{f,x}^2 \rangle + \langle B_{f,y}^2 \rangle + \langle B_{f,z}^2 \rangle$ . Таким образом,

замена среднего значения отношения на отношение средних в выражении (2),

$$\langle S_z \rangle \approx S \frac{\langle B_{tot,z}^2 \rangle}{\langle B_{tot}^2 \rangle}, \quad (3)$$

дает приемлемый результат для рассматриваемого случая.

Мы полагаем, что соотношение (3) в первом приближении справедливо и при наличии регулярного поля  $\mathbf{B}_{DNP}$ . При этом величина  $z$ -компоненты суммарного ядерного поля, стоящая в числителе выражения (3), периодически меняется во времени:

$$B_{tot,z} = B_{N\perp} \cos \omega t,$$

где  $B_{N\perp}$  — компонента суммарного ядерного поля, перпендикулярная внешнему полю, а  $\omega$  — частота прецессии ядерных спинов во внешнем поле. В описываемых экспериментах скорость оптической накачки электронов превышала частоту ядерной прецессии во всем использованном интервале значений внешнего магнитного поля. Это позволяет представить числитель выражения (3) в виде

$$\begin{aligned} \langle B_{tot,z}^2 \rangle &= (B_{DNP\perp}^2 + \langle B_{f\perp}^2 \rangle) \langle \cos^2 \omega t \rangle = \\ &= 0.5 (B_{DNP\perp}^2 + \langle B_{f\perp}^2 \rangle), \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\langle B_{f\perp}^2 \rangle = \langle B_{f,z}^2 \rangle + \langle B_{f,y}^2 \rangle = 2\langle B_{f,x}^2 \rangle \equiv 2\langle B_{f\parallel}^2 \rangle.$$

Аналогичным образом, для среднего по ансамблю значения квадрата полного поля, стоящего в знаменателе выражения (3), можно записать

$$\langle B_{tot}^2 \rangle = (B + B_{DNP\parallel})^2 + \langle B_{f\parallel}^2 \rangle + B_{DNP\perp}^2 + \langle B_{f\perp}^2 \rangle. \quad (5)$$

В итоге, общее выражение для степени электронной спиновой поляризации можно представить в виде

$$\rho = \frac{\langle S_z \rangle}{S} = \frac{0.5 (B_{DNP\perp}^2 + \langle B_{f\perp}^2 \rangle)}{(B + B_{DNP\parallel})^2 + B_{DNP\perp}^2 + \langle B_{f\parallel}^2 \rangle}, \quad (6)$$

причем

$$\langle B_f^2 \rangle = \langle B_{f\parallel}^2 \rangle + \langle B_{f\perp}^2 \rangle = 3\langle B_{f\parallel}^2 \rangle.$$

Последнее равенство справедливо для случая, когда динамическая ядерная поляризация невелика и статистика ядерных спиновых флуктуаций остается изотропной.

Как следует из выражения (6), при  $B \rightarrow 0$  и в отсутствие DNP степень электронной поляризации

должна составлять  $1/3$  в полном соответствии с выводами работы [17]. В реальных экспериментах, как показывают измерения при быстрой модуляции поляризации возбуждения, когда DNP не развивается, эта величина оказывается примерно в полтора раза меньшей. Мы полагаем, что снижение степени электронной поляризации обусловлено вкладом в регистрируемый сигнал неполяризованной люминесценции нейтральных квантовых точек.

При анализе экспериментальных данных выражение (6) можно упростить для двух принципиальных частных случаев. Согласно [2], продольная компонента  $B_{DNP\parallel}$  ядерной поляризации формируется только в области W-структуры на кривой Ханле, в которой внешнее магнитное поле оказывается существенно меньшим, чем поля ядерных спиновых флуктуаций [17], и им можно пренебречь. Тогда для этой области можно записать

$$\rho \approx \frac{0.5 (B_{DNP\perp}^2 + \langle B_{f\perp}^2 \rangle)}{(B_{DNP\parallel})^2 + B_{DNP\perp}^2 + 3\langle B_{f\parallel}^2 \rangle}. \quad (7)$$

Для больших внешних магнитных полей, в которых  $B_{DNP\parallel} \rightarrow 0$ , выражение для степени поляризации принимает вид

$$\rho \approx \frac{0.5 (B_{DNP\perp}^2 + \langle B_{f\perp}^2 \rangle)}{B^2 + B_{DNP\perp}^2 + 3\langle B_{f\parallel}^2 \rangle}. \quad (8)$$

Таким образом, исследуя зависимость величины  $\rho$  от времени в больших и малых магнитных полях, можно отдельно определить кинетику продольной и поперечной компонент ядерной поляризации.

При анализе динамики ядерной поляризации мы предположили, что нарастание каждой компоненты ядерной поляризации после включения возбуждения описывается выражением

$$y = B_{DNP}^0 [1 - \exp(-t/\tau)],$$

а ее распад во время темнового промежутка —

$$y = B_{DNP}^0 \exp(-t/\tau),$$

где  $\tau$  — характеристическое время соответствующего процесса. Для случая малых магнитных полей, поделив числитель и знаменатель в формуле (7) на  $\langle B_{f\parallel}^2 \rangle$  и введя обозначения

$$a^2 = \frac{(B_{DNP\perp}^0)^2}{\langle B_{f\parallel}^2 \rangle}$$

и

$$c^2 = \frac{(B_{DNP\parallel}^0)^2}{\langle B_{f\parallel}^2 \rangle},$$

получим для нарастания продольной компоненты ядерной поляризации выражение

$$\rho \approx \frac{0.5a^2 + 1}{c^2(1 - e^{-t/\tau})^2 + a^2 + 3}, \quad (9)$$

а для ее распада —

$$\rho \approx \frac{0.5a^2 + 1}{c^2 e^{-2t/\tau} + a^2 + 3}. \quad (10)$$

Как будет показано ниже, в слабых магнитных полях поперечная компонента ядерной поляризации практически отсутствует, и величиной  $a$  при анализе экспериментальных данных можно пренебречь. Поэтому в приведенных выше формулах мы не указываем в явном виде зависимость этого параметра от времени.

Для выражения (8), справедливого в области больших магнитных полей, введя аналогичным образом обозначения

$$a'^2 = \frac{B^2}{(B_{DNP\perp}^0)^2}, \quad c'^2 = \frac{\langle B_{f\parallel}^2 \rangle}{(B_{DNP\perp}^0)^2},$$

получим

$$\rho \approx \frac{0.5(1 - e^{-t/\tau})^2 + c'^2}{a'^2 + (1 - e^{-t/\tau})^2 + 3c'^2} \quad (11)$$

и

$$\rho \approx \frac{0.5e^{-2t/\tau} + c'^2}{a'^2 + e^{-2t/\tau} + 3c'^2} \quad (12)$$

соответственно для нарастания и распада поперечной компоненты ядерной поляризации,

Таким образом, подгонка экспериментально измеренных зависимостей степени поляризации от времени с использованием приведенных выражений позволяет оценить значения времен релаксации ядерных спинов,  $\tau$ , а также эффективных полей ядерных спиновых флуктуаций и динамической ядерной поляризации. Здесь следует иметь в виду, что динамика продольной и поперечной компонент ядерной поляризации может иметь разные характеристические времена релаксации.

#### 4.2. Динамика нарастания ядерной поляризации

На рис. 4 и 5 приведены результаты анализа экспериментальных данных по динамике изменения контуров Ханле после включения оптического возбуждения, представленных на рис. 2. Величина  $\rho$  откорректирована с учетом отмеченной выше деполаризации люминесценции за счет нейтральных

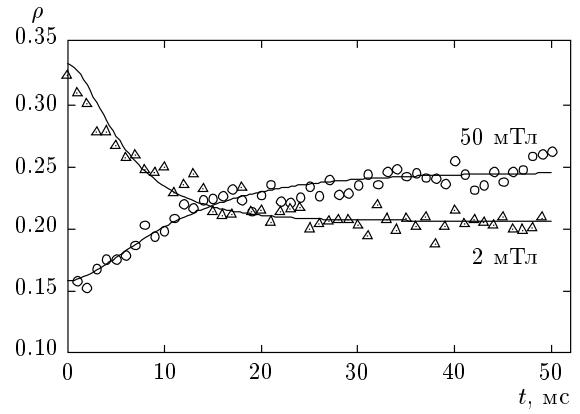
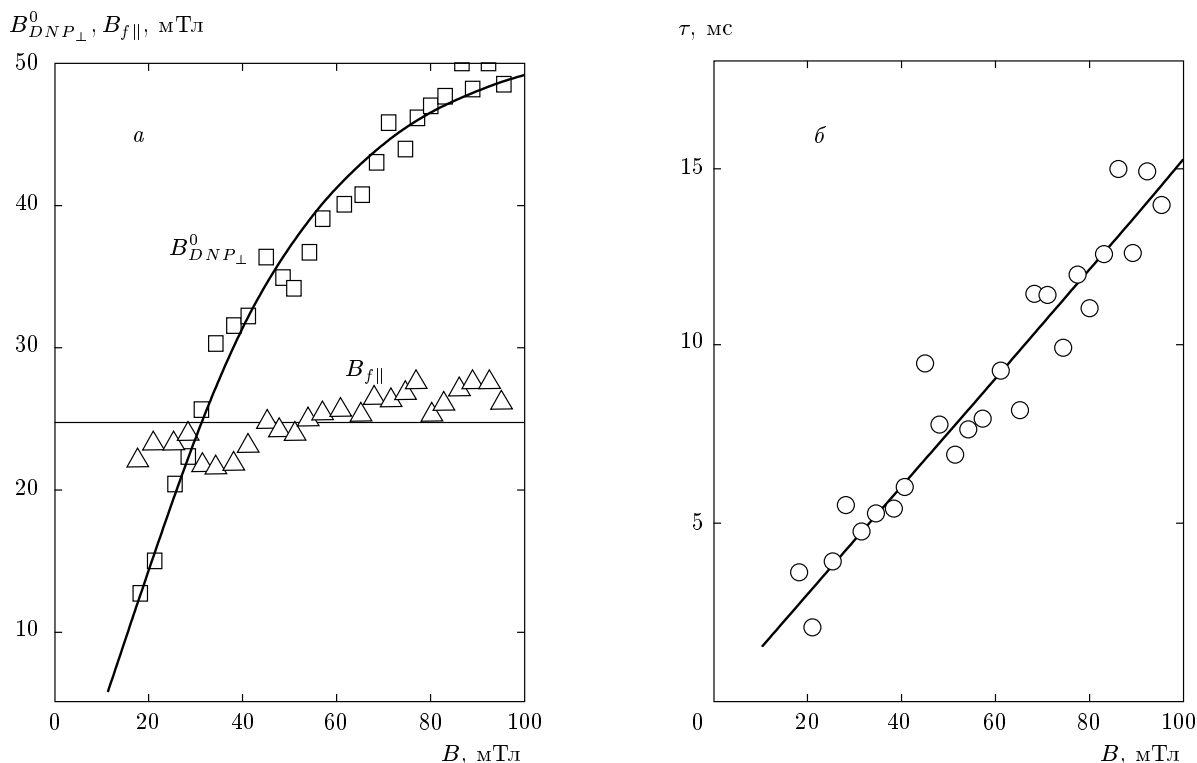


Рис. 4. Пример временных зависимостей степени поляризации, полученных в результате анализа данных, приведенных на рис. 2. Символы — результаты экспериментов в полях  $B = 2$  мТл и  $B = 50$  мТл; сплошные линии — их аппроксимация функциями вида соответственно (9) и (11)

квантовых точек. При обработке экспериментальных данных определялось изменение степени поляризации во времени при разных значениях внешнего магнитного поля. При этом оказалось, что кинетики степени поляризации в области слабых (единицы миллитесла) и больших (более 20 мТл) полей существенно различаются (рис. 4).

В магнитном поле  $B = 2$  мТл, т.е. в нижней точке провала на кривой Ханле (отмечена стрелкой на рис. 3б), где основную роль играет компонента поля  $B_{DNP\parallel}$ , степень поляризации  $\rho$  электронного спина уменьшается во времени (рис. 4), что свидетельствует о нарастании  $B_{DNP\parallel}$  (см. обсуждение в разд. 3). При этом анализ показал, что временная зависимость степени поляризации, определенная по экспериментальным данным, может быть аппроксимирована функцией вида (9) только при условии малости поперечной компоненты поля ядерной поляризации:  $B_{DNP\perp}^2 \ll \langle B_{f\parallel}^2 \rangle$ . Результаты аппроксимации позволяют оценить характеристическое время  $\tau_{\parallel}$  нарастания компоненты  $B_{DNP\parallel}$ ,  $\tau_{\parallel} \approx 6$  мс, а также параметр  $c = B_{DNP\parallel}^2 / \sqrt{\langle B_{f\parallel}^2 \rangle} \approx 1.5$ .

Пример обработки кинетики нарастания спиновой поляризации в области больших полей ( $B = 50$  мТл), где основную роль играет поперечная компонента ядерной поляризации приведен на рис. 4. Там же показана подгонка экспериментальной зависимости функцией (11). Анализ совокупности экспериментальных данных продемонстрировал, что в магнитных полях  $B > 20$  мТл все временные зависимости спиновой поляризации достаточно



**Рис. 5.** а) Зависимости стационарных значений поперечной компоненты ядерного поля  $B_{DNP\perp}^0$  и компоненты поля ядерных спиновых флуктуаций  $B_{f\parallel}$  от внешнего магнитного поля, полученные при анализе кинетики спиновой поляризации после включения накачки (см. рис. 2). б) Полевая зависимость времени  $\tau$  нарастания поперечной компоненты поля DNP. Сплошные линии проведены для наглядности

хорошо аппроксимируются этой функцией. Это позволило использовать параметры  $a'$  и  $c'$ , полученные при подгонке временных зависимостей для каждого значения внешнего магнитного поля, для определения предельного значения поперечной компоненты ядерной поляризации,

$$B_{DNP\perp}^0 = B/a',$$

дисперсии компоненты эффективного поля ядерных спиновых флуктуаций,

$$B_{f\parallel} \equiv \sqrt{\langle B_{f\parallel}^2 \rangle} = \frac{c'}{a'} B,$$

и их зависимостей от магнитного поля.

На рис. 5а продемонстрированы зависимости  $B_{DNP\perp}^0$  и  $B_{f\parallel}$  от внешнего магнитного поля. Видно, что предельное значение поперечной компоненты  $B_{DNP\perp}^0$  ядерной поляризации растет с ростом внешнего поля, меняясь примерно от 10 до 50 мТл в интервале значений внешнего поля 20–100 мТл. При этом эффективное поле компоненты ядерных флуктуаций  $B_{f\parallel}$  практически не зависит от внешнего поля и составляет примерно 25 мТл. Это значе-

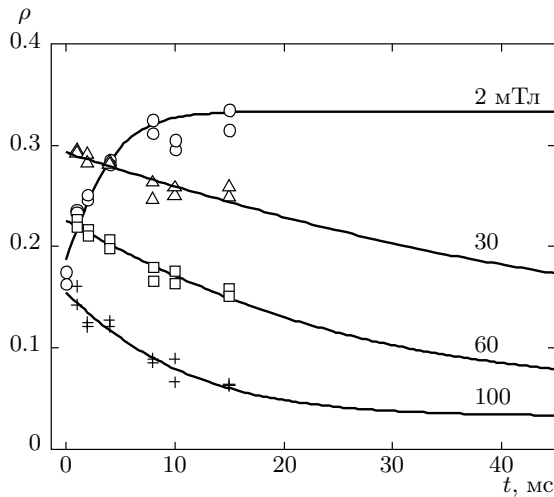
ние хорошо согласуется с данными работы [6], в которой средняя величина поля ядерных флуктуаций в квантовых точках аналогичного типа оценивается примерно в 20 мТл. Использование этой величины и полученного выше значения  $c \approx 1.5$  позволяет также определить максимальное значение продольной компоненты ядерного поля  $B_{DNP\parallel}^0 \approx 40$  мТл.

Полевая зависимость времени нарастания  $\tau$  поперечной компоненты ядерной поляризации продемонстрирована на рис. 5б. Видно, что время растет практически линейно с ростом внешнего магнитного поля, изменяясь примерно от 2.5 мс в поле 20 мТл до 15 мс в поле 100 мТл.

### 4.3. Динамика релаксации ядерной поляризации

Аналогичная процедура была использована при анализе зависимости формы контура Ханле от длительности темнового промежутка. По результатам измерений (см. рис. 4) определялась кинетика спиновой поляризации при разных значениях внешнего магнитного поля. Полученные данные подгонялись





**Рис. 6.** Кинетика степени поляризации в разных магнитных полях, полученная при анализе результатов измерений при варьируемой величине темнового промежутка. Значения магнитного поля в миллитеслах указаны у каждой кривой. Символы — экспериментальные данные, сплошные линии — подгонка функциями (10) и (12)

теоретическими кривыми вида (10) и (12). Примеры таких подгонок показаны на рис. 6 сплошными линиями. По параметрам подгонки были оценены начальные величины продольной и поперечной компонент ядерной поляризации, а также времена распада этих компонент. Время распада продольной компоненты  $B_{DNP\parallel}^0$ , определенное по данным, полученным в магнитном поле  $B = 2$  мТл, составило  $\tau \approx 5.5$  мс и оказалось близким к приведенному выше времени ее нарастания.

Вместе с тем характеристическое время распада поперечной компоненты  $B_{DNP\perp}^0$  ядерной поляризации существенно отличается от времени ее нарастания. Более того, его изменение во внешнем магнитном поле носит противоположный характер: если время нарастания увеличивается с ростом поля (рис. 5б), то время распада, наоборот, радикально уменьшается (рис. 7б). В итоге в больших магнитных полях значения этих времен примерно совпадают, тогда как в поле  $B = 20$  мТл они различаются в десятки раз.

Существенно, что при таких различиях в поведении времен релаксации предельная амплитуда компонент DNP и ее изменение как функция магнитного поля в экспериментах по нарастанию и распаду ядерной поляризации достаточно хорошо согласуются (см. рис. 5а и 7а). Начальная амплитуда

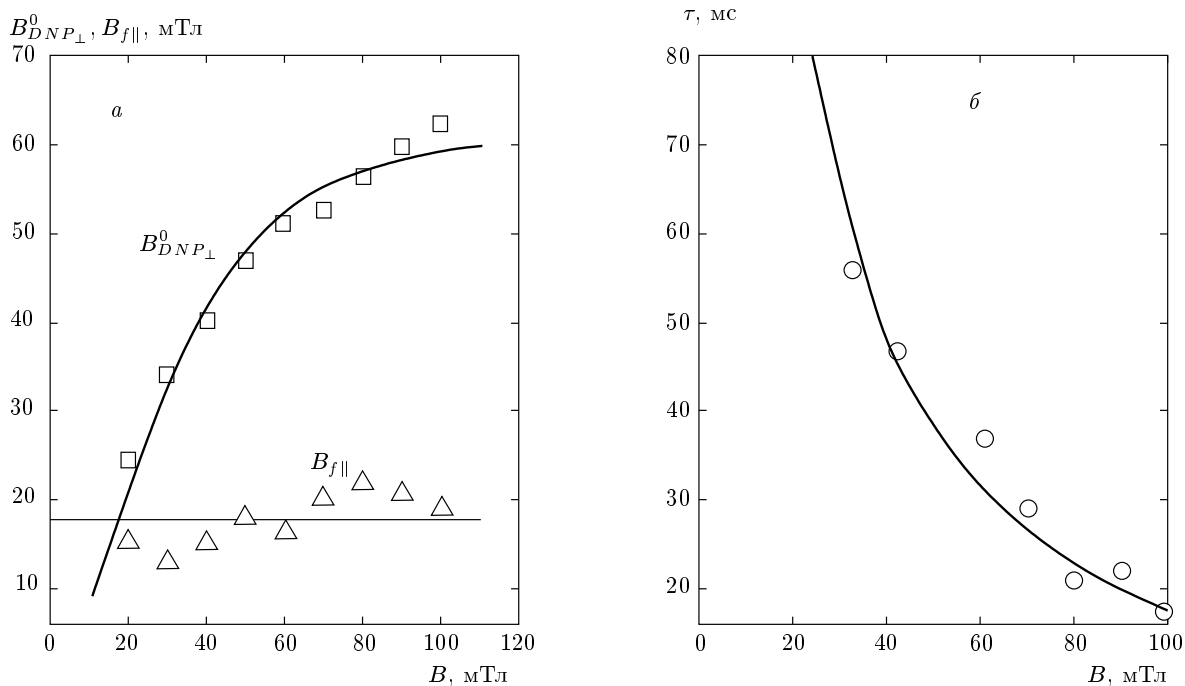
продольной компоненты  $B_{DNP\parallel}^0$  составляет примерно 30 мТл, что не слишком сильно отличается от предельного значения этой компоненты, полученного в экспериментах по нарастанию. Аналогичное согласие наблюдается для поперечной компоненты ядерной поляризации и для поля ядерных спиновых флуктуаций, что отчетливо видно при сравнении рис. 5а и 7а. Как и в экспериментах по нарастанию поляризации, начальная амплитуда поперечной компоненты  $B_{DNP\perp}^0$  растет с ростом внешнего магнитного поля, а поле  $B_f$  ядерных флуктуаций практически не зависит от внешнего поля. Некоторые различия абсолютных значений полей ядерной поляризации в экспериментах по нарастанию и распаду поляризации обусловлены, скорее всего, небольшим различием в плотностях оптического возбуждения в этих двух типах экспериментов.

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ

Проведенный анализ показывает, что закономерности поведения продольной и поперечной компонент ядерной поляризации в исследуемых квантовых точках сильно различаются. Поведение продольной компоненты оказывается достаточно простым. При включении оптической накачки эта компонента нарастает с характеристическим временем порядка 6 мс до предельного значения, соответствующего величине эффективного ядерного поля 30–40 мТл. После выключения накачки продольная компонента распадается приблизительно за такое же время.

Поведение компоненты динамической ядерной поляризации, перпендикулярной магнитному полю, оказывается существенно более сложным. Наблюдаемые закономерности, прежде всего различие абсолютных значений времен ее нарастания и распада и их противоположная зависимость от внешнего магнитного поля, а также рост амплитуды этой компоненты с ростом внешнего поля, не имеют тривиального объяснения.

Мы полагаем, что основной причиной этих различий является то обстоятельство, что в формировании продольной и поперечной компонент участвуют состояния с разными проекциями ядерного спина на направление наблюдения. Существующие модели формирования ядерной поляризации базируются, как правило, на классической схеме прецессии углового момента в изотропном пространстве. В исследуемых квантовых точках условие пространственной изотропии не реализуется, поскольку на ядра



**Рис. 7.** а) Полевые зависимости начальной величины поперечной компоненты поля  $B_{DNPL}^0$  и компоненты поля  $B_{f||}$  ядерных спиновых флуктуаций, полученные при анализе кинетики спиновой поляризации после выключения накачки (см. рис. 3). б) Полевая зависимость времени релаксации поля  $B_{DNPL}$ . Сплошные линии проведены для наглядности

действует градиентное кристаллическое поле, вызванное деформацией структуры квантовых точек, являющейся результатом рассогласования постоянных кристаллической решетки материалов квантовой точки и барьерных слоев. Главной осью градиента этого поля является ось роста структуры, параллельная направлению наблюдения. Кристаллическое поле расщепляет ядерные спиновые состояния на крамерсовы дублеты  $|\pm 1/2\rangle$ ,  $|\pm 3/2\rangle$ , и т. д. для ядер In, Ga и As, обладающих ненулевым квадрупольным моментом. Во внешнем магнитном поле зеемановское расщепление дублетов существенно зависит от взаимной ориентации осей градиента и магнитного поля, что можно феноменологически описать введением анизотропного  $g$ -фактора [19].

Для дублетов  $|\pm 1/2\rangle$  эта анизотропия относительно невелика — значения компонент  $g$ -фактора, параллельной и перпендикулярной оси градиента, различаются не более чем вдвое [16, 20]. Динамика таких состояний не должна сильно отличаться от динамики свободного ядерного спина, рассматриваемой при интерпретации W-структуры на кривой Ханле [9]. Естественно предположить, что в нашем случае ориентация именно этих состояний от-

ветственна за образование компоненты ядерной поляризации, параллельной внешнему полю и приводящей к формированию W-структуры. Такое предположение хорошо согласуется с достаточно простыми закономерностями динамики продольной компоненты ядерной поляризации, наблюдаемыми в эксперименте.

Для состояний  $|\pm 3/2\rangle$ ,  $|\pm 5/2\rangle, \dots$ , отщепленных квадрупольным взаимодействием от состояний  $|\pm 1/2\rangle$ , анизотропия  $g$ -фактора оказывается существенно более значительной, что отчетливо проявляется в относительно небольших магнитных полях. В магнитном поле, параллельном оси градиента, расщепление этих состояний линейно растет с ростом поля и характеризуется таким же значением  $g$ -фактора, как в отсутствии градиента. В перпендикулярном магнитном поле зависимость расщепления от поля оказывается сильно нелинейной, при этом в полях порядка единиц миллитесла  $g$ -фактор практически равен нулю [16, 20], т. е. эти состояния почти не расщепляются. В рамках классических представлений это означает, что связанный с этими состояниями угловой момент в таком магнитном поле практически не прецессирует. Подавление

прецессии затрудняет ядерную спиновую релаксацию, рассматриваемую обычно как результат действия локальных магнитных полей (см., например, работу [21]). Итогом этого может стать определенная стабилизация поперечной компоненты поляризации квадрупольно отщепленных ядерных состояний [11, 12] в малых внешних полях. Сверхлинейный рост расщепления этих состояний с ростом поля увеличивает вероятность спиновой релаксации. Это увеличение скорости релаксации может стать причиной наблюдаемого в эксперименте сокращения времени распада компоненты  $B_{DNP\perp}$  ядерного поля при увеличении магнитного поля (см. рис. 7б).

При этом парадоксальным выглядит тот факт, что время нарастания ядерной поляризации после включения накачки не уменьшается с ростом поля, а, наоборот, растет (см. рис. 5б). Для объяснения такой закономерности приходится предположить, что оптическое возбуждение стимулирует дополнительный процесс релаксации компоненты  $B_{DNP\perp}$ , причем скорость этого процесса в малых магнитных полях в несколько раз превышает скорость релаксации в темноте. Эффективность дополнительного процесса убывает с ростом магнитного поля, и в полях порядка 100 мТл времена нарастания и распада компоненты  $B_{DNP\perp}$  оказываются практически одинаковыми. Подавление дополнительной релаксации в больших магнитных полях объясняет также рост предельного значения  $B_{DNP\perp}^0$  с ростом поля (см. рис. 5а).

Природа дополнительного релаксационного процесса на данный момент не ясна. Скорее всего, релаксация обусловлена взаимодействием ядер с фотовозбужденными носителями. Это предположение хорошо согласуется с данными работы [5], где показано, что присутствие электрона в квантовой точке ускоряет релаксацию ядерных спинов более чем на два порядка.

В пользу такого предположения говорят и результаты наших предварительных исследований, согласно которым время ядерной спиновой релаксации в квантовых точках увеличивается практически на два порядка после отжига образца при более высокой температуре (980 °С). Отжиг приводит к увеличению размера квантовых точек и уменьшению электронной плотности на каждом ядре.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, нами был экспериментально исследован эффект Ханле с временным разрешением,

т. е. изучена временная динамика степени циркулярной поляризации люминесценции квантовых точек как функция магнитного поля, перпендикулярного оптической оси. Для анализа полученных экспериментальных данных была использована оригинальная концепция раздельного поведения продольной и поперечной компонент ядерной поляризации в квантовых точках с сильным квадрупольным расщеплением ядерных спиновых состояний. Предложенная феноменологическая модель учитывает роль ядерных спиновых флуктуаций, ранее не рассматривавшихся при интерпретации экспериментальных данных по эффекту Ханле. Полученная в результате анализа независимость величины поля ядерных флуктуаций от внешнего поля и хорошее количественное согласие с величинами, полученными в других исследованиях [6, 18], свидетельствуют в пользу адекватности модели. Анализ результатов экспериментов, проведенный в рамках этой модели, позволил получить конкретную информацию о временах нарастания и распада каждой из компонент ядерной поляризации в исследуемых квантовых точках в поперечном магнитном поле. При этом оказалось, что времена нарастания и распада компоненты ядерной поляризации, параллельной внешнему полю, практически одинаковы и составляют примерно 5 мс. В то же время динамика поперечной компоненты является существенно более сложной: времена нарастания и распада существенно различаются и противоположным образом зависят от магнитного поля. При этом амплитуда поперечной компоненты, создаваемой длительным облучением, значительно возрастает с ростом внешнего поля. Мы предполагаем, что такое нетривиальное поведение ядерной поляризации обусловлено релаксацией ядерных спинов на фотовозбужденных носителях.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта № 11.G34.31.0067 Правительства РФ для поддержки научных исследований, РФФИ (грант № 09-02-00482-а), Министерства образования и науки РФ (госконтракт № 02.740.11.0214) и Фонда Deutsche Forschungsgemeinschaft.

## ЛИТЕРАТУРА

1. К. Джеффрис, *Динамическая ориентация ядер*, Мир, Москва (1965).
2. *Оптическая ориентация*, под ред. В. П. Захарчени и Ф. Майера, Наука, Ленинград (1989).

3. V. K. Kalevich, K. V. Kavokin, and I. A. Merkulov, in *Spin Physics in Semiconductors*, ed. by M. I. Dyakonov, Springer Series in Solid State Science Vol. 157, Springer, Berlin (2008), Ch. 11, p. 309.
4. В. К. Калевич, В. Д. Кульков, В. Г. Флейшер, Письма в ЖЭТФ **35**, 17 (1982).
5. P. Maletinsky, A. Badolato, and A. Imamoglu, Phys. Rev. Lett. **99**, 056804 (2007).
6. R. V. Cherbunin, S. Yu. Verbin, T. Auer et al., Phys. Rev. B **80**, 035326 (2009).
7. A. I. Tartakovskii, T. Wright, A. Russell et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 026806 (2007).
8. T. Belhadj, T. Kuroda, C.-M. Simon et al., Phys. Rev. B **78**, 205325 (2008).
9. D. Paget, G. Lampel, B. Sapoval, and V. I. Safarov, Phys. Rev. B **15**, 5780 (1977).
10. O. Krebs, P. Maletinsky, T. Amand et al., Phys. Rev. Lett. **104**, 056603 (2010).
11. R. V. Cherbunin, S. Yu. Verbin, K. Flisinski et al., J. Phys.: Conf. Ser. **245**, 012055 (2010).
12. R. I. Dzhioev and V. L. Korenev, Phys. Rev. Lett. **99**, 037401 (2007).
13. S. Cortez, O. Krebs, S. Laurent et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 207401 (2002).
14. A. Shabaev, E. A. Stina, A. S. Bracker et al., Phys. Rev. B **79**, 035322 (2009).
15. I. V. Ignatiev, S. Yu. Verbin, I. Ya. Gerlovin et al., Opt. Spectr. **106**, 375 (2009).
16. А. Абрагам, *Ядерный магнетизм*, Изд-во иностр. лит., Москва (1965).
17. I. A. Merkulov, Al. L. Efros, and M. Rosen, Phys. Rev. B **65**, 205309 (2002).
18. M. Yu. Petrov, G. G. Kozlov, I. V. Ignatiev et al., Phys. Rev. B **80**, 125318 (2009).
19. Е. С. Артемова, И. А. Меркулов, ФТТ **27**, 1150 (1985).
20. K. Flisinski, I. Ya. Gerlovin, I. V. Ignatiev et al., J. Phys.: Conf. Ser. **245**, 012056 (2010).
21. М. И. Дьяконов, В. И. Перель, ЖЭТФ **68**, 1514 (1975).