

03,09

## Поглощение мощности переменного магнитного поля на частотах ядерных спин-спиновых взаимодействий в полупроводниках

© В.М. Литвяк, П.С. Бажин, К.В. Кавокин

Санкт-Петербургский государственный университет,  
Лаборатория оптики спина им. И.Н. Уральцева,  
Санкт-Петербург, Россия  
E-mail: valiok.ok@gmail.com

Поступила в Редакцию 1 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 1 апреля 2024 г.

Принята к публикации 26 апреля 2024 г.

Представлен общий обзор опубликованных нами ранее экспериментальных и теоретических исследований спектров отогрева при поглощении мощности переменного магнитного поля оптически охлажденных ядерных спинов полупроводников групп  $A^3B^5$  и  $A^2B^6$ . Спектры отогрева были измерены в нулевых, а также в слабых внешних статических магнитных полях с использованием методики спектроскопии отогрева, являющейся аналогом оптически-детектируемого ядерного магнитного резонанса (ОДЯМР). Эксперименты проводились для деформированного объемного слоя  $n$ -GaAs и для гетероструктуры на основе CdTe. Показано, что форма спектров отогрева определяется ядерными спин-спиновыми взаимодействиями, которые для выбранных полупроводниковых материалов сильно различны. В частности, из теоретического анализа экспериментальных спектров было установлено, что для кристалла  $n$ -GaAs в присутствии остаточной деформации форма спектра отогрева в нулевом магнитном поле определяется квадрупольными взаимодействиями, которые превосходят по величине ядерные спин-спиновые. Для гетероструктуры CdTe установлено, что форма спектра в нулевом поле имеет чисто спин-спиновый характер, что было подтверждено предложенной нами моделью ядерных спиновых кластеров. Как для  $n$ -GaAs, так и для CdTe, были измерены и проанализированы спектры отогрева во внешних статических магнитных полях (аналог ЯМР), в которых наблюдаются гомоядерные (зеэмановские) пики поглощения, модифицированные наличием ядерных квадрупольных (для  $n$ -GaAs) и чисто спин-спиновых (для CdTe) взаимодействий.

**Ключевые слова:** полупроводники, ядерный спин, оптическое охлаждение, спектр отогрева, спин-спиновые взаимодействия.

DOI: 10.61011/FTT.2024.06.58252.76

### 1. Введение

В большинстве полупроводников групп  $A^3B^5$  и  $A^2B^6$  ядерные изотопы обладают ненулевыми спиновыми моментами, которые определяют макроскопическую ядерную намагниченность. Одним из способов создать макроскопический ядерный магнитный момент является оптическое охлаждение ядерных спинов поляризованными по спину электронами во внешнем магнитном поле [1]. Такой метод создания ядерной спиновой поляризации, которой соответствует ядерное поле  $B_N$  (поле Оверхаузера), возможен благодаря сверхтонкому взаимодействию ядерных и оптически ориентированных электронных спинов. Созданная таким образом намагниченность может следовать предсказаниям теории ядерной спиновой температуры при адиабатическом изменении внешнего магнитного поля с переходом через нулевое поле [2]. Такой процесс называется адиабатическим размагничиванием и используется для глубокого охлаждения ядерной спиновой системы (ЯСС) [3,4]. Ядерные спиновые температуры до ( $\theta_N$ ) и после ( $\theta_N^{ad}$ ) адиабатического размагничивания связаны между собой

выражением

$$\theta_N^{ad}/\theta_N = \sqrt{B_L^2/(B_L^2 + B_Z^2)}, \quad (1)$$

где  $B_Z$  — внешнее продольное (относительно луча накачки) магнитное поле, в котором проходило оптическое охлаждение.

Формула (1) показывает, что размагничивание происходит из внешнего продольного поля  $B_Z$  в ядерное локальное поле  $B_L$ . Этот важный момент говорит о том, что локальное поле определяет минимальную спиновую температуру, которую возможно достичь в экспериментах по оптическому охлаждению с последующим адиабатическим размагничиванием. Стоит отметить, что достижение сверхнизких ядерных спиновых температур в полупроводниках является одной из текущих экспериментальных задач на пути к реализации существующих концепций перехода ядерных спинов в магнитоупорядоченное состояние [5–7]. Поэтому важно понимать физические процессы, участвующие в формировании ядерного локального поля в изучаемой полупроводниковой структуре.

Локальное поле в полупроводниках определяется ядерными спин-спиновыми взаимодействиями. К ним от-

носятся дальнедействующее магнитное диполь-дипольное взаимодействие, а также косвенные взаимодействия через валентные электроны (обменное и псевдодипольное) [8]. Косвенные взаимодействия являются короткодействующими и учитываются только для ближайших соседей. Если ядерные изотопы имеют спин  $I > 1/2$ , то они могут участвовать в квадрупольных взаимодействиях, которые увеличивают чисто спин-спиновое локальное поле [9,10]. Таким образом, величина ядерного локального поля имеет два основных вклада: спин-спиновый ( $B_{SS}$ ) и квадрупольный ( $B_Q$ ):

$$B_L = \sqrt{B_{SS}^2 + B_Q^2}. \quad (2)$$

Существует метод прямого измерения величины локального поля  $B_L$ , основанный на адиабатическом размагничивании ядерных спинов. Таким методом нами ранее было определено локальное поле для кристалла  $n$ -GaAs с минимальной величиной остаточной деформации [8]. Однако важно понимать, как все имеющиеся вклады в величину локального поля проявляют себя в экспериментах по ЯМР и ОДЯМР, в которых наиболее ярко проявляются эффекты, связанные с ядерной намагниченностью.

Можно отметить ряд фундаментальных экспериментальных и теоретических работ, посвященных детальному изучению влияния ядерных спин-спиновых взаимодействий на форму спектров ЯМР в сильных магнитных полях для полупроводников группы  $A^3B^5$ , в частности для GaAs [11–13]. Все изотопы в GaAs являются магнитными и имеют спин  $I = 3/2$ . Эти особенности ЯСС дают уширенные пики поглощения, которые при наличии деформации в кристалле сопровождаются квадрупольными сателлитами. Для кристалла CdTe, в котором имеющиеся магнитные изотопы (их распространенность слабая по сравнению с GaAs и составляет порядка 25%) имеют спин  $I = 1/2$  и не участвуют в квадрупольных взаимодействиях, форма спектра ЯМР определяется зеемановским, а также чисто спин-спиновыми взаимодействиями. Это было показано в работе Nolle 1979 г. [14]. Зеемановский пик поглощения изотопа  $Te^{125}$ , измеренный в сильном магнитном поле, сопровождался чисто спин-спиновыми сателлитами.

Основываясь на описанных выше различиях в спиновых свойствах полупроводниковых структур  $n$ -GaAs и CdTe, нами ранее были проведены серии экспериментов, посвященные измерению спектров поглощения в нулевом и слабых внешних магнитных полях с целью изучить, как влияют спин-спиновые взаимодействия на форму таких спектров. Для анализа наших экспериментально измеренных спектров были построены теоретические модели, позволяющие идентифицировать наблюдаемые пики поглощения, а также сделать выводы о вкладах ядерных спин-спиновых взаимодействий в их форму. Все представленные ниже экспериментальные и теоретические результаты были получены нами ранее

и опубликованы в статьях [8,9,15–21]. Данная работа носит обзорный характер и позволяет комплексно посмотреть на основные результаты наших предыдущих работ.

## 2. Образцы и методика экспериментов

В настоящей работе будут представлены экспериментально измеренные спектры отогрева при поглощении мощности переменного магнитного поля, а также их теоретический анализ для двух полупроводниковых структур: объемного деформированного слоя  $n$ -GaAs и гетероструктуры на основе CdTe. Будет приведен обзор основных уже полученных нами ранее результатов с точки зрения их сравнительного анализа. Такой обзор важен для комплексного взгляда на известные нам на данный момент особенности ядерных спин-спиновых взаимодействий в изучаемых структурах, которые проявляются в спектрах отогрева.

Первая структура представляла собой объемный слой GaAs толщиной  $77 \mu\text{m}$ , легированный кремнием и выращенный на подложке  $p$ -GaAs [001] методом жидкофазной эпитаксии. Концентрация донорной примеси составляла  $n_d \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Детали роста приведены в работе [15]. Основные экспериментальные результаты для данного образца приведены в наших предыдущих работах [16,17]. В частности, было установлено, что в данной структуре присутствуют остаточные деформации, по величине превышающие энергию ядерных спин-спиновых взаимодействий. Деформации приводят к возникновению ядерных квадрупольных взаимодействий, которые определяют формы спектров отогрева при поглощении мощности переменного магнитного поля как в нулевом, так и во внешних статических магнитных полях.

Вторая структура представляла собой нелегированную одиночную квантовую яму (КЯ) CdTe, шириной  $d = 30 \text{ nm}$ , отделенную от буферного слоя барьером  $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}$  толщиной  $1064 \text{ nm}$ , а от поверхности барьером  $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}$ , толщиной  $93 \text{ nm}$ . Гетероструктура была выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке  $\text{Cd}_{0.96}\text{Zn}_{0.04}\text{Te}$  [100]. Результаты по изучению оптических свойств и ядерной спиновой динамики для данной гетероструктуры приведены в работах [18–19,21–22]. Основной важной особенностью полупроводниковой структуры CdTe с точки зрения ядерной спиновой системы можно считать отсутствие квадрупольных взаимодействий, а также слабую распространенность магнитных изотопов.

Спектры отогрева, которые будут обсуждаться далее, были измерены в рамках развитой нами ранее методики спектроскопии отогрева оптически охлажденных ядерных спинов [16,17]. Данная методика позволяет изучать термодинамические характеристики охлажденной ЯСС, к которым, помимо спектров отогрева в нулевых и во внешних статических магнитных полях (аналог

ОДЯМР), можно отнести спектры ядерного спинового коррелятора, а также ядерные локальные поля. Стоит отметить, что умение достоверно измерять и теоретически анализировать данные характеристики ЯСС позволяет расширить понимание особенностей состояния охлажденной ЯСС для конкретной изучаемой полупроводниковой структуры. Общий обзор экспериментальных возможностей методики спектроскопии отогрева ядерных спинов был опубликован в нашей недавней работе [20].

Схема экспериментальной установки по данной методике приведена на рис. 2 в работе [16]. Изучаемый образец помещался в криостат замкнутого цикла и охлаждался до температуры 7–12 К. Излучение от лазерного диода на длине волны 780 nm (для GaAs) и на длине волны 680 nm (для CdTe) проходило через четвертьволновую пластинку ( $\lambda/4$ ), создавая циркулярно-поляризованную оптическую накачку, и фокусировалось на поверхности образца. Измерения коэффициента поглощения на фиксированной частоте переменного магнитного поля проходили через детектирование изменения степени поляризации фотолюминесценции (ФЛ) со временем согласно заданному оптическому протоколу. Спектрометр пропускал полосу ФЛ на определенной длине волны (817 nm для GaAs и 774 nm для CdTe), затем ФЛ фокусировалась на лавинном фотодиоде (APD).

Для измерения спектров отогрева образца *n*-GaAs был использован четырехстадийный оптический протокол, подробно описанный в работе [16]. В основе измерения коэффициентов поглощения лежит метод оптического охлаждения ЯСС в течение нескольких минут в продольном магнитном поле с последующим адиабатическим размагничиванием в локальное поле  $B_L$ . Так создавалась ядерная намагниченность, которой соответствует обратная ядерная спиновая температура  $\beta$ , на несколько порядков превышающая обратную температуру решетки, а также ядерное поле  $B_N$ . Далее к охлажденной ЯСС прикладывалось переменное магнитное поле в течение времени  $t_{OMF}$  на фиксированной частоте  $f$ . Если частота  $f$  близка к резонансной частоте ядер, то происходил отогрев ЯСС:  $\beta$  и  $B_N(f)$  понижались. Для детектирования скорости отогрева ( $1/T_{OMF}$ ), включалось слабое измерительное поле  $B_x$ . Электронные спины деполаризовывались в суммарном поле  $B_x + B_N$ , при этом ядерное поле  $B_N$  в первый момент времени измерительного этапа формировалось в меру достигнутой на предыдущем этапе обратной спиновой температуры  $\beta$  согласно выражению

$$B_N = (I(I + 1)b_N \hbar \bar{\gamma}_N / 3k_b) B_x \beta \sqrt{B_L^2 / (B_L^2 + B_x^2)}, \quad (3)$$

где  $b_N$  — поле Оверхаузера при стопроцентной ядерной поляризации,  $k_b$  — постоянная Больцмана,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $\bar{\gamma}_N$  — средняя по изотопам величина ядерного гиромагнитного отношения,  $I$  — спин ядра.

Скорость отогрева для каждой частоты  $f$  пересчитывалась по формуле

$$1/T_{OMF} = (1/t_{OMF}) \ln(B_{N0}/B_N(f)), \quad (4)$$

где  $B_{N0}$  — ядерное поле в отсутствии переменного магнитного поля.

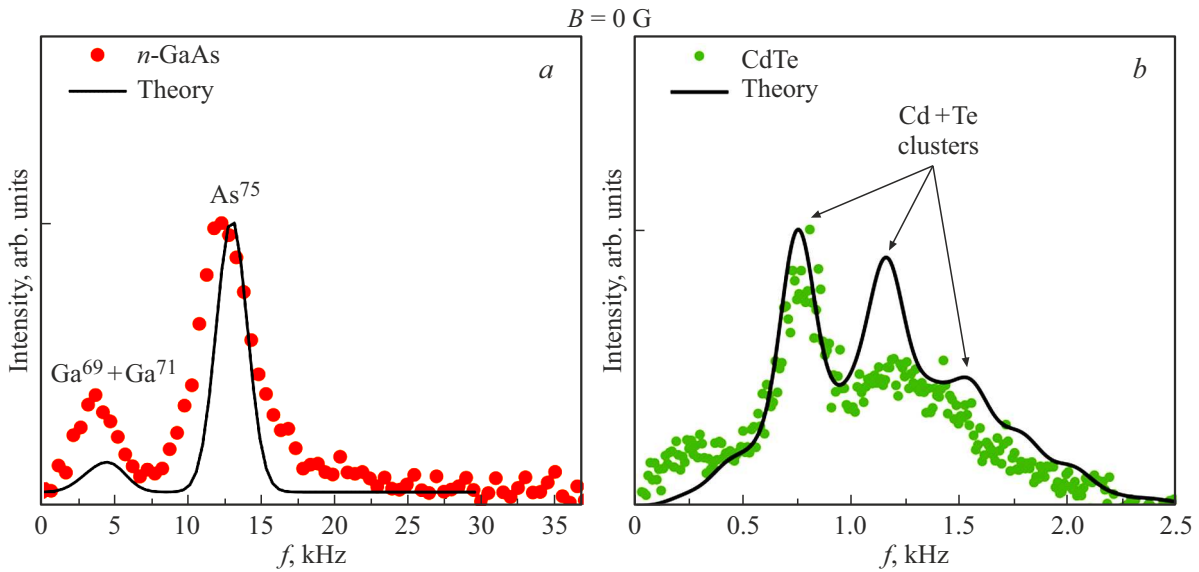
Результатом данных измерений является спектр отогрева: зависимость  $1/T_{OMF}$  от  $f$ . Если говорить о спектрах отогрева во внешних магнитных полях, то на этапе воздействия переменного магнитного поля было приложено дополнительно статическое магнитное поле поперек направлению переменного (аналог ЯМР).

Для измерения спектров отогрева гетероструктуры CdTe был использован схожий оптический протокол, однако для эффективной поляризации ядер время оптического охлаждения было увеличено до 700 секунд. Данный протокол подробно описан в работах [18,19].

### 3. Результаты и обсуждения

В данной части работы будут представлены экспериментально измеренные спектры отогрева для деформированного объемного слоя *n*-GaAs и для гетероструктуры CdTe, а также теоретические модели, позволяющие объяснить наблюдаемые спектральные особенности. В частности, будет дан анализ спектров отогрева оптически охлажденных ядерных спинов в нулевом статическом магнитном поле, а также во внешнем статическом магнитном поле  $B_x = 14.5$  Г. Для *n*-GaAs будет представлен спектр, измеренный в достаточно сильном магнитном поле ( $B_x = 48.3$  Г) с целью показать проявление квадрупольных взаимодействий, вызванных механической деформацией решетки.

В наших ранних работах для объемного деформированного слоя *n*-GaAs [16,17] было установлено, что квадрупольные эффекты проявляют себя в спектре отогрева в нулевом поле как дополнительный высокочастотный пик. При этом частотное положение данного пика зависит от величины деформации. Пример такого спектра отогрева приведен на рис. 1, *a* красными точками. Спектр содержит два широких пика: низкочастотный ( $f_1 \sim 3.5$  kHz) и высокочастотный ( $f_1 \sim 12$  kHz) пики с полушириной на полувысоте (HWHM)  $\sim 3.5$  kHz. Мы интерпретировали положения данных пиков как характерные частоты прецессии изотопов As<sup>75</sup> и Ga<sup>69,71</sup> в локальных полях, определяемыми спин-спиновыми и квадрупольными взаимодействиями. Стоит отметить, что спектр отогрева для аналогичной объемной деформации, содержит один пик на частоте  $f_1 \sim 3.5$  kHz (красный спектр на рис. 1 в работе [8]) с HWHM  $\sim 3.5$  kHz. Наблюдаемый одиночный пик говорит о том, что в образце квадрупольные взаимодействия имеют энергию, сравнимую с энергией чисто спин-спиновых взаимодействий ядер.



**Рис. 1.** Спектры отогрева при поглощении мощности переменного магнитного поля, измеренные в нулевом статическом магнитном поле для (a) объемного деформированного слоя *n*-GaAs (красные точки) и для (b) КЯ CdTe (зеленые точки). Спектры, полученные при моделировании, приведены черными линиями.

В спектре отогрева в нулевом статическом магнитном поле для гетероструктуры CdTe ожидалось получить один узкий низкочастотный пик, связанный с прецессией ядерных спинов в локальных полях, сформированными чисто спин-спиновыми взаимодействиями в отсутствие квадрупольных эффектов. Однако измеренный спектр имеет более сложную форму (рис. 1, b, зеленые точки). Он формируется в низкочастотной спектральной области (до 2.5 kHz) и вместо одного пика содержит минимум три узких низкочастотных пика ( $f_1 \sim 0.78$  kHz,  $f_2 \sim 1.2$  kHz и  $f_3 \sim 1.5$  kHz) с HWHM  $\sim 0.2$  kHz и высокочастотный хвост. Нами было предположено (а затем подтверждено теоретической моделью), что природа наблюдаемых пиков поглощения связана с особенностями спин-спиновых взаимодействий в CdTe: известно, что в данном материале только порядка 25% всех изотопов имеют ненулевой магнитный момент, в отличие от GaAs, а также иные константы ядерных спин-спиновых взаимодействий. Эти свойства, в частности, и проявились в спектре отогрева в нулевом магнитном поле. Основные константы, характеризующие ЯСС в GaAs и CdTe приведены в таблице в работе [18].

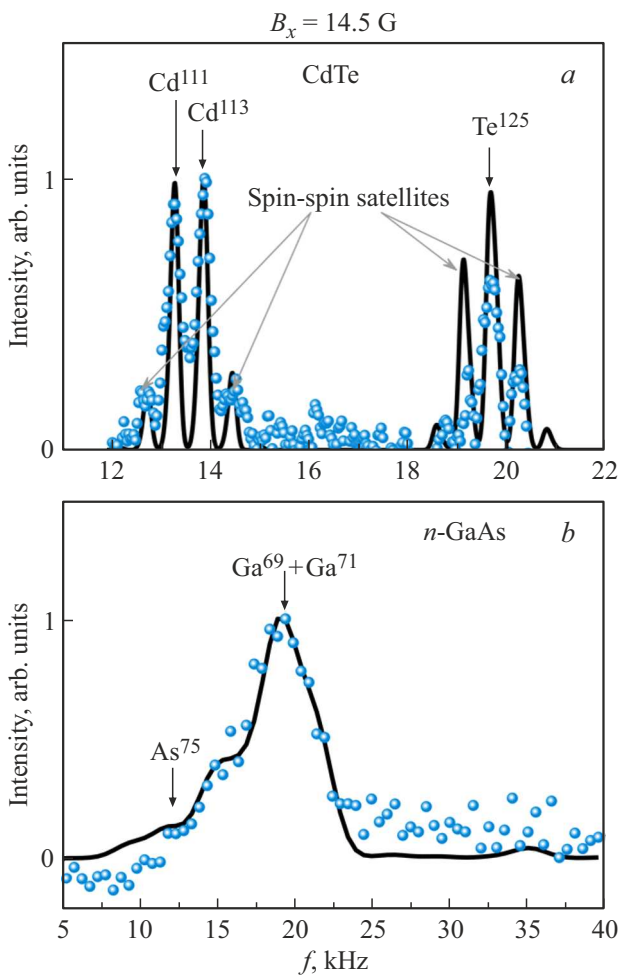
Спектральные особенности для измеренных спектров отогрева в нулевом магнитном поле приведены в таблице. Также в таблице указаны времена, в течение которых проходило оптическое охлаждение. Для достижения заметной ядерной намагниченности в CdTe время охлаждения было увеличено на порядок по сравнению с GaAs, что связано со слабой распространенностью магнитных изотопов.

Квадрупольная природа высокочастотного пика отогрева  $f_2$  для деформированного слоя *n*-GaAs была подтверждена в нашей ранней работе [16], где поми-

Спектральные особенности измеренных спектров отогрева в нулевом магнитном поле для деформированного *n*-GaAs и CdTe

Полупроводниковая структура	Время оптического охлаждения, s	HWHM, kHz	$f_n$ , kHz
<i>n</i> -GaAs (деформированный)	60–120	3.5	$f_1 \sim 3.5$ $f_2 \sim 12$
КЯ CdTe	700	0.2	$f_1 \sim 0.78$ $f_2 \sim 1.2$ $f_3 \sim 1.5$

мо спектра отогрева в нулевом поле, была измерена серия спектров во внешних магнитных полях в четырех взаимных ориентациях переменного и статического магнитных полей. Результаты экспериментов приведены в работе [16] на рис. 6 цветными точками. Измеренные спектры были рассчитаны в рамках модели, которая учитывала различные возможные источники квадрупольных взаимодействий, величины которых являлись подгоночными параметрами. Из подгонки расчетных спектров к измеренным было установлено, что источником квадрупольных взаимодействий в объемном слое *n*-GaAs является механическое напряжение. На рис. 1, a экспериментальный спектр отогрева (красные точки) описан смоделированным с учетом квадрупольных взаимодействий спектром, который представлен черной линией. Стоит отметить, что при моделировании полуширина на полувысоте линий поглощения была взята равной HWHM = 1.5 kHz. Подробное описание теоретической модели также приведено в работе [16].



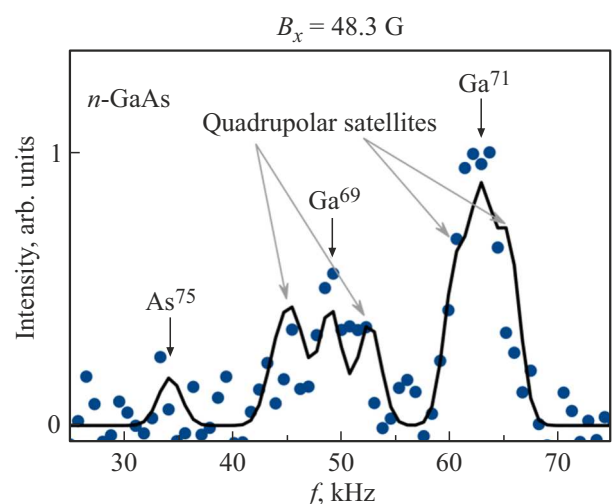
**Рис. 2.** Примеры измеренных спектров отогрева во внешнем поле  $B_x = 14.5$  G для гетероструктуры CdTe (a) и для деформированного объемного слоя  $n$ -GaAs (b) приведены синими точками. Спектры, полученные при моделировании, приведены черными линиями. Серыми и черными стрелочками указаны спин-спиновые сателлитные и гомоядерные пики поглощения соответственно.

Для объяснения измеренного в нулевом магнитном поле спектра отогрева КЯ CdTe, нами была предложена модель не взаимодействующих ядерных спиновых кластеров, состоящих из различного количества спинов. Детали модели представлены в работе [18]. В частности, были рассмотрены кластеры, состоящие из 2, 3, 4 и 5 изотопов CdTe. Оказалось, что спектр отогрева в нулевом магнитном поле лучше всего описывается моделью, в которой учитываются одновременно все спиновые кластеры. Рассмотрение ЯСС в виде отдельных ядерных спиновых кластеров возможно, в первую очередь, благодаря слабой распространенности магнитных изотопов в CdTe. Каждый кластер содержит одно ядро  $Te^{125}$  и от одного до четырех ядер  $Cd^{111}/Cd^{113}$ , являющихся ближайшими соседями к атому  $Te^{125}$ . Смоделированный спектр отогрева в нулевом магнитном поле в рамках модели ядерных спиновых кластеров,

приведенный на рис. 1, b черной линией, достаточно хорошо описывает экспериментальный спектр для КЯ CdTe (зеленые точки).

Стоит отметить, что предложенная модель кластеров также хорошо описывает спектры отогрева, измеренные во внешних статических магнитных полях. Из работы А. Nolle [14] известно, что в спектрах ЯМР основные пики поглощения, соответствующие прецессии спинов изотопов Cd и Te, сопровождаются спин-спиновыми сателлитами. В полученных нами спектрах отогрева во внешних полях также наблюдаются данные сателлиты, при этом их частотные положения достаточно точно описываются предложенной кластерной моделью. Пример измеренного нами спектра отогрева во внешнем поле  $B_x = 14.5$  G и его теоретическое моделирование приведены на рис. 2, a синими точками и черной линией соответственно. Серыми стрелочками указаны положения спин-спиновых сателлитов, черными стрелочками — положения основных гомоядерных пиков поглощения. Подробное описание модели, а также сопоставление смоделированных и экспериментальных спектров в широком диапазоне внешних статических магнитных полей для гетероструктуры CdTe представлены в работе [18].

Для наглядного сравнения на рис. 2, b представлен измеренный спектр отогрева в статическом магнитном поле  $B_x = 14.5$  G для деформированного объемного слоя  $n$ -GaAs (синие точки) [16]. Внешнего поля такой величины еще недостаточно для разделения одного наблюдаемого широкого пика поглощения на отдельные гомоядерные пики, соответствующие прецессии изотопов  $As^{75}$ ,  $Ga^{69}$  и  $Ga^{71}$ , а также на квадрупольные сателлиты. Пример спектра отогрева, измеренного во внешнем статическом магнитном поле  $B_x = 48.3$  G для



**Рис. 3.** Примеры измеренного спектра отогрева во внешнем поле  $B_x = 48.3$  G для деформированного объемного слоя  $n$ -GaAs (синие точки). Его смоделированный с учетом квадрупольных взаимодействий спектр приведен черной линией. Серыми и черными стрелочками указаны квадрупольные сателлитные и гомоядерные пики поглощения соответственно.

деформированного объемного слоя  $n$ -GaAs, в котором видны отдельные пики, приведен на рис. 3 синими точками. Черной линией показан смоделированный спектр. Рис. 3 демонстрирует широкие, по сравнению с пиками поглощения для КЯ CdTe (HWHM  $\sim 1.5$  kHz), гомоядерные пики (черные стрелочки на рис. 3), сопровождающиеся квадрупольными сателлитами, которые вызваны механическим напряжением в структуре (их положения указаны серыми стрелочками на рис. 3).

#### 4. Заключение

В настоящей работе представлен обзор основных экспериментальных и теоретических результатов, полученных нами ранее, которые описывают проявление ядерных спин-спиновых взаимодействий в спектрах отогрева в нулевом и слабых внешних магнитных полях. Отличительной особенностью наших экспериментов является возможность измерять спектр отогрева охлажденной ЯСС в нулевом магнитном поле, когда ядра не чувствуют в зеемановском взаимодействии и спектр определяется чисто ядерными спин-спиновыми взаимодействиями. Также представлены и проанализированы спектры в слабых внешних статических магнитных полях до 50 G.

Результаты приведены на примере двух полупроводниковых структур: гетероструктуры CdTe(CdZnTe) и деформированного объемного слоя  $n$ -GaAs. Выбор данных материалов, в первую очередь, обусловлен их различными ядерными спиновыми свойствами, которые, как показано в данном обзоре, ярко проявляются в спектрах отогрева. В первую очередь это связано со слабой изотопной распространенностью в CdTe, что, в частности, позволило нам использовать модель ядерных спиновых кластеров для описания измеренных спектров. При этом вид спектров отогрева для деформированного объемного слоя  $n$ -GaAs в основном определяется квадрупольными эффектами, вызванными механическими напряжениями в кристалле.

#### Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке СПбГУ, шифр проекта 122040800257-5.

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] Б.П. Захарченя, Ф. Майер. Оптическая ориентация. Наука, Л (1989). 408 с.
- [2] M. Goldman. Spin Temperature and Nuclear Magnetic Resonance in Solids. Oxford University Press (1970).
- [3] В.К. Калевич, В.Д. Кульков, В.Г. Флэйшер. Письма в ЖЭТФ **35**, 17 (1982).
- [4] В.К. Калевич, В.Г. Флэйшер. Изв. АН СССР. Сер. физ. **47**, 12, 2294 (1983).
- [5] И.А. Меркулов. ФТТ **40**, 6, 1018 (1998).
- [6] D. Scalbert. Phys. Rev. B **95**, 245209 (2017).
- [7] M. Vladimirova, D. Scalbert, M.S. Kuznetsova, K.V. Kavokin. Phys. Rev. B **103**, 205207 (2017).
- [8] V.M. Litvyak, R.V. Cherbunin, V.K. Kalevich, K.V. Kavokin. Phys. Rev. B **108**, 235204 (2023).
- [9] V.M. Litvyak, R.V. Cherbunin, K.V. Kavokin, V.K. Kalevich. IOP Conf. Ser.: J. Phys. **951**, 012006 (2018).
- [10] M. Kotur, D.O. Tolmachev, V.M. Litvyak, K.V. Kavokin, D. Suter, D.R. Yakovlev, M. Bayer. Commun. Phys. **4**, 1, 193 (2021).
- [11] R.G. Shulman, J.M. Mays, D.W. McCall. Phys. Rev. **100**, 692 (1955).
- [12] R.G. Shulman, B.J. Wyluda, H.J. Hrostowski. Phys. Rev. **109**, 808 (1958).
- [13] R.K. Hester, A. Sher, J.F. Soest, G. Weisz. Phys. Rev. B **10**, 4262 (1974).
- [14] A. Nolle. Z. für Physik B Condens. Matter **34**, 175 (1979).
- [15] M.M. Sobolev, P.N. Brunkov, S.G. Konnikov, M.N. Stepanova, V.G. Nikitin, V.P. Ulin, A.S. Dolbaya, T.D. Kamushadze, R.M. Masuradze. Sov. Phys. Semicond. **23**, 660 (1989).
- [16] V.M. Litvyak, R.V. Cherbunin, V.K. Kalevich, A.I. Lihachev, A.V. Nashchekin, M. Vladimirova, K.V. Kavokin. Phys. Rev. B **104**, 235201 (2021).
- [17] V.M. Litvyak, R.V. Cherbunin, V.K. Kalevich, K.V. Kavokin. Semiconductors **54**, 1728 (2020).
- [18] V.M. Litvyak, P. Bazhin, R. André, M. Vladimirova, K.V. Kavokin. arXiv:2403.17593 [cond-mat.mes-hall] (2024).
- [19] B.F. Gribakin, V.M. Litvyak, M. Kotur, R. Andre, M. Vladimirova, D.R. Yakovlev, K.V. Kavokin. Phys. Rev. B **109**, (2024).
- [20] V.M. Litvyak, R.V. Cherbunin, F.Yu. Soldatenkov, V.K. Kalevich, K.V. Kavokin. St. Petersburg Polytechnic University J. Physics and Mathematics **16** (2023).
- [21] A.V. Mikhailov, A.S. Kurdyubov, E.S. Khramtsov, I.V. Ignatiev, B.F. Gribakin, S. Cronenberger, D. Scalbert, M.R. Vladimirova, R. Andre arXiv:2304.07135 (2023).
- [22] Y.M. d'Aubigne, H. Mariette, N. Magnea, H. Túffigo, R.T. Cox, G. Lentz, L.S. Dang, J.L. Pautrat, A. Wasiela. Surface Science **101**, 650 (1990).

Редактор Т.Н. Василевская