Измерение ядерного локального поля методом адиабатического размагничивания в квантовой яме CdTe/CdZnTe

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

Санкт-Петербургский государственный университет, Лаборатория оптики спина им. И.Н. Уральцева,
198504 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: valiok.ok@gmail.com

Поступила в Редакцию 26 марта 2025 г.
В окончательной редакции 23 июня 2025 г.
Принята к публикации 23 июня 2025 г.

Проведено измерение величины ядерного локального поля в квантовой яме CdTe/CdZnTe. Характерными особенностями данной структуры являются слабая естественная распространенность магнитных изотопов, а также отсутствие квадрупольных моментов у ядерных спинов. Данные характеристики ядерной спиновой системы влияют на величину ядерного локального поля, а также на способы его измерения в условиях оптического эксперимента. Для измерения локального поля был использован метод, основанный на адиабатическом размагничивании оптически охлажденной спиновой системы ядер. Был проведен сравнительный анализ величин локального поля, полученного в данной работе, с предыдущими результатами по измерениям спектра отогрева мощности переменного магнитного поля. Анализ показал, что оценка локального поля из ширины линий поглощения дает заниженную величину по сравнению с той, что была определена из экспериментов по адиабатическому размагничиванию. Также был сделан теоретический расчет локального поля, в котором учитывались все возможные ядерные спин-спиновые взаимодействия для CdTe, с известными величинами констант. Результаты расчета согласуются с экспериментальными данными.

Ключевые слова: квантовая яма CdTe/CdZnTe, ядерное локальное поле, ядерные спин-спиновые взаимодействия.

DOI: 10.61011/FTP.2025.02.60979.7729

1. Введение

В твердых телах при низких температурах кристаллической решетки ядерные спины образуют энергетически изолированную систему, подчиняющуюся законам термодинамики [1]. Важнейшим параметром ядерной спиновой системы, определяющей ее термодинамические свойства в слабых внешних магнитных полях, является локальное поле [2], характеризующее ядерные спин-спиновые взаимодействия. К ним относятся магнитодипольное взаимодействие, а также косвенные взаимодействия через валентные электроны (обменное и псевдодипольное). Магнитное диполь-дипольное взаимодействие магнитных моментов ядер является наиболее дальнодействующим типом ядерных спин-спиновых взаимодействий [1,3]. Существуют также косвенные межъядерные взаимодействия через валентные электроны, которые являются короткодействующими, т. е. отличны от нуля только для ближайших соседей. Ядерные спин-спиновые взаимодействия в полупроводниковых кристаллах групп III–V и II–VI экспериментально исследовались по уширению линий поглощения в спектрах ядерного магнитного резонанса (ЯМР) в сильных внешних магнитных полях (значительно превышающих ядерные локальные поля).

Для CdTe одно из первых экспериментальных проявлений магнитодипольного и косвенных ядерных спиновых взаимодействий было представлено в работе A. Nolle [4]. Автор провел эксперименты по ЯМР на резонансных частотах изотопов ^{113}Cd и ^{125}Te для различных ориентаций внешнего магнитного поля. Было показано, что расщепление резонансных линий поглощения изотопов ^{113}Cd и ^{125}Te происходит из-за диполь-дипольных, а также косвенных взаимодействий между ^{125}Te и ^{111,113}Cd.

Также из работы [5] известно, что в CdTe прямая диполь-дипольная связь слаба из-за небольшого естественного содержания магнитных изотопов, к которым относятся ^{123,125}Te и ^{111,113}Cd. Это приводит, в частности, к узким линиям поглощения, из полуширин которых можно оценить дипольный вклад в величину ядерного локального поля.

Для различных полупроводников константы косвенных взаимодействий могут отличаться как по величине, так и по знаку. Это может приводить к подавлению или усилению основного магнитодипольного взаимодействия, что в первую очередь влияет на величину локального поля. Величины констант ядерных спин-спиновых взаимодействий для CdTe использовались для расчета ядерного локального поля и приведены в работе [6].

Кроме спин-спиновых взаимодействий при оценке величин локальных полей следует учитывать возможные квадрупольные взаимодействия. Если величина спина ядерного изотопа $I > 1/2$, то данные изотопы могут участвовать в квадрупольных эффектах. Наличие квадрупольных взаимодействий в полупроводниковой структуре приводит к увеличению чисто спин-спинового ло-

кального поля:

$$B_L = \sqrt{B_{SS}^2 + B_Q^2}, \quad (1)$$

где B_{SS} и B_Q — спин-спиновый и квадрупольный вклады в величину локального поля B_L.

Особо ярко квадрупольные взаимодействия проявляются в напряженных полупроводниковых структурах, в таких как квантовые ямы, квантовые точки и в полупроводниковых структурах, встроенных в микрорезонаторы. В данных гетероструктурах возникает выраженная одноосная деформация из-за различия постоянных решеток полупроводников, из которых выращен образец. Такая деформация приводит к формированию градиента электрических полей (ГЭП), с которым взаимодействуют ядерные изотопы с величинами спина $I > 1/2$. Это приводит к увеличению локального поля, что экспериментально было показано в статьях [7,8].

В изучаемой в данной работе квантовой яме (КЯ) CdTe/CdZnTe все магнитные изотопы (^{111,113}Cd и ^{123,125}Te) имеют спин $I = 1/2$ и не участвуют в квадрупольных взаимодействиях. Поэтому локальное поле формируется только спин-спиновыми взаимодействиями: $B_L = B_{SS}$.

На сегодняшний день практически отсутствуют экспериментальные и теоретические работы, направленные на непосредственное определение такой фундаментальной характеристики ядерной спиновой системы (ЯСС) в CdTe, как ядерное локальное поле. Однако очень важно уметь определять его величину для изучаемого кристалла, так как B_L формирует поведение ЯСС в нулевых ($B_{\text{ext}} = 0$) и слабых внешних магнитных полях ($B_{\text{ext}} < B_L$). В частности, локальное поле определяет теплоемкость и восприимчивость ЯСС, а также минимальный предел величины ядерной спиновой температуры Θ_f в экспериментах по адиабатическому размагничиванию [1,3]:

$$\Theta_f = \Theta_i \frac{B_L}{B_Z}, \quad (2)$$

где Θ_i — величина ядерной спиновой температуры, полученная после оптического охлаждения в продольном оптической накачке поле B_Z.

В данной работе представлены результаты измерений величины ядерного локального поля с использованием экспериментальной методики, включающей адиабатическое размагничивание оптически охлажденной ЯСС. Данная методика позволяет получить величину ядерного локального поля с учетом всех возможных спиновых взаимодействий ядер. Измеренная величина локального поля согласуется с теоретическим расчетом. Также будет показано, что для полупроводниковой структуры со слабой распространенностью магнитных изотопов и при отсутствии ядерных квадрупольных взаимодействий величина локального поля, оцениваемая из ширины линий спектра отогрева, оказывается меньше измеренной с помощью адиабатического размагничивания. Это связано с тем, что ширина линии поглощения формируется только дальнодействующей дипольной связью ядерных спинов в CdTe, а косвенные взаимодействия, которые являются основными в CdTe, вклад в уширение не вносят. Отметим, что результаты экспериментов по адиабатическому размагничиванию, к которым относятся измерения как локального поля, так и спектров отогрева, являются способами оценки величин ядерных спиновых взаимодействий в изучаемой структуре.

2. Образец и экспериментальная установка

В большинстве полупроводниковых структур, в частности в теллуриде кадмия, скорости спин-спиновой и спин-решеточной релаксации ядер могут отличаться на несколько порядков, что позволяет понижать температуру ЯСС до нескольких микрокельвин. При этом изучаемый образец находится при температурах, близких к температуре жидного гелия. Понижать температуру ЯСС в полупроводниковых структурах можно методом оптического охлаждения в продольном магнитном поле с последующим адиабатическим размагничиванием в локальное поле ядер. Также охлажденная ЯСС способна поглощать мощность переменного магнитного поля и отогреваться в случае, если частота переменного поля совпадет с резонансной частотой прецессии ядерных спинов [1,3]. В отсутствие внешнего магнитного поля резонансная частота прецессии ядерных спинов определяется величиной локального поля. Данная особенность ЯСС лежит в основе используемой в нашей работе методики по измерению ядерного локального поля. Отметим, что данная методика также была использована в предыдущих работах по измерению спектров поглощения мощности переменного магнитного поля оптически охлажденной ЯСС [6,9]. Измеренный ранее спектр в нулевом статическом магнитном поле [6] будет рассмотрен в данной работе с целью оценки величины локального поля из его ширины и сравнения с результатами по адиабатическому размагничиванию.

Изучаемая структура представляет собой одиночную КЯ CdTe/$CdZn_{0.05}Te_{0.95}$ шириной 30 нм, выращенную методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке $CdZn_{0.04}Te_{0.96}$ (100). Подробно электронно-ядерная спиновая динамика в данном образце изучалась в работах [6,10].

Изучаемый образец помещался в криостат замкнутого цикла и охлаждался до температуры 10 K. Излучение от лазерного диода на длине волны 680 нм проходило через линейный поляризатор и четвертьволновую пластинку ($\lambda/4$), создавая циркулярно-поляризованную оптическую накачку, и затем фокусировалось на поверхности образца. Сигнал поляризованной фотолюминесценции (ФЛ) от образца формировался линзой в параллельный пучок света, который проходил через фотоупругий модулятор (PEM), линейный поляризатор и фокусировался на щели спектрометра. Спектрометр пропускал интенсивность ФЛ на длине волны 774 нм,

которая затем регистрировалась с помощью лавинного фотодиода и двухканального счетчика фотонов, синхронизованного с PEM.

3. Методика измерения локального поля в экспериментах по адиабатическому размагничиванию

В основе измерений локального поля лежит метод адиабатического размагничивания, который позволяет напрямую получать из экспериментов величину локального поля. При адиабатическом (т. е. медленном на масштабе времени спин-спиновой релаксации, но быстром на масштабе спин-решеточной релаксации ядер) изменении внешнего магнитного поля ядерная спиновая поляризация меняется по закону [2]:

$$\frac{P_N}{P_{Ni}} = \frac{B}{B_i}\sqrt{\frac{B_L^2 + B_i^2}{B_L^2 + B^2}}, \qquad (3)$$

где P_N и P_{Ni} — текущее и начальное значения ядерной спиновой поляризации, B и B_i — текущее и начальное значения внешнего магнитного поля.

Подробные детали экспериментальной методики по адиабатическому размагничиванию оптически охлажденной ЯСС и обработки экспериментальных результатов с целью определения величины локального поля приведены в работе [11] для объемного образца n-GaAs. В данной статье коротко затронуты основные особенности данной методики при ее использовании для CdTe.

Для измерения локальных полей был реализован трехстадийный оптический протокол, основанный на измерении степени циркулярной поляризации ФЛ. На первом этапе проводилось оптическое охлаждение ЯСС циркулярно-поляризованной накачкой в продольном магнитном поле $B_Z = 150$ Гс в течение $t_{\text{pump}} = 500$ с. За оптическим охлаждением следовало адиабатическое размагничивание в локальное поле: продольное поле B_Z выключалось до нуля за 100 мс. На третьем этапе включалось поперечное поле B_x, в котором проходило измерение ядерного поля B_N. Было сделано порядка десяти-пятнадцати трехстадийных измерений для различных величин B_x (от 0.2 до 10 Гс). В результате анализа экспериментальных данных была построена зависимость $B_N(B_x)$.

Пример временно́й зависимости степени поляризации ФЛ $\rho(t)$, измеренной согласно трехстадийному протоколу, приведен на рис. 1 синими точками для измерительного поля $B_x = 1$ Гс. Красной кривой на рис. 1 представлена аппроксимация зависимости $\rho(t)$ по формуле (4) с величиной ядерного поля B_N в качестве свободного параметра:

$$\rho(t) = \rho_0 \frac{B_{1/2}^2}{B_{1/2}^2 + \left(B_x + b + (B_N - b)\exp(-t/T_1)\right)^2}, \qquad (4)$$

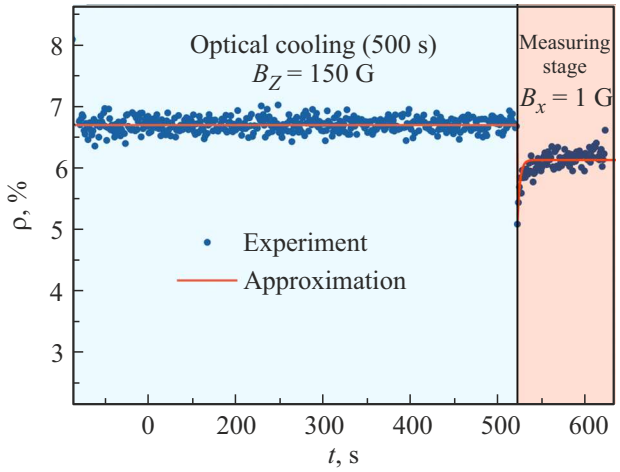

Рис. 1. Временна́я зависимость степени поляризации ФЛ для КЯ CdTe/CdZnTe (синие точки). Синим цветом выделен этап оптического охлаждения, розовым — измерительный этап. Промежуточная стадия адиабатического размагничивания на кривой не видна из-за короткой длительности (100 мс). Полученная зависимость аппроксимирована по формуле (4) (красная линия) с величиной ядерного поля в качестве свободного параметра.

где $\rho_0 = 6.7\%$ — величина степени поляризации ФЛ на этапе оптического охлаждения, $B_{1/2} = 40$ Гс — полуширина на полувысоте кривой деполяризации ФЛ в поперечном магнитном поле при быстрой модуляции поляризации накачки (кривой Ханле), $T_1 = 30$ с — время спин-решеточной релаксации ядер, b — ядерное поле, возникающее в результате динамической ядерной поляризации на этапе измерения. Величины $B_{1/2}$ и T_1 были определены в отдельных экспериментах.

Хотелось бы отметить, что в отличие от метода, использованного в работе [12], метод адиабатического размагничивания не требует определения фактора ξ и дает непосредственно величину локального поля.

4. Результаты экспериментов

4.1. Определение величины локального поля из эксперимента по адиабатическому размагничиванию

В результате обработок трехстадийных временны́х зависимостей степени поляризации ФЛ для различных величин измерительных полей B_x была получена зависимость величин ядерных полей от поля B_x, $B_N(B_x)$. Полученная зависимость для КЯ CdTe/CdZnTe приведена точками на рис. 2. Линия соответствует аппроксимации экспериментальных точек по формуле (3) с величиной локального поля $B_L = 0.5 \pm 0.03$ Гс.

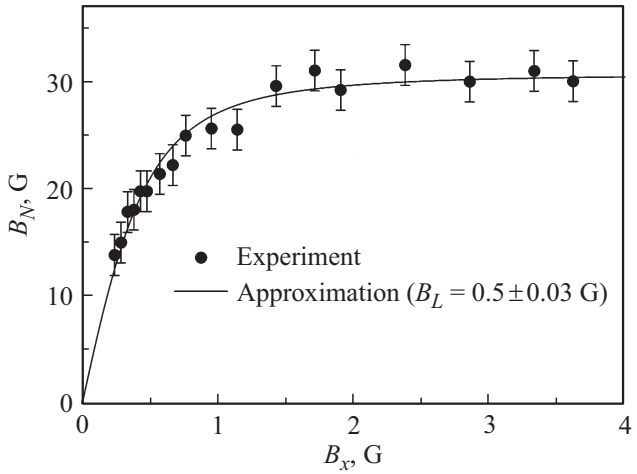

Рис. 2. Экспериментально измеренная зависимость ядерного поля B_N от величины измерительного поперечного магнитного поля B_x для КЯ CdTe/CdZnTe представлена точками. Линия — аппроксимация по формуле (3) с величиной локального поля $B_L = 0.5 \pm 0.03$ Гс.

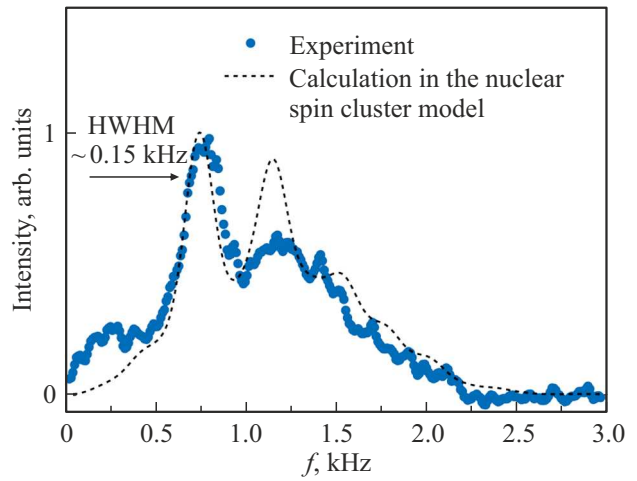

Рис. 3. Спектр отогрева при поглощении мощности переменного магнитного поля, измеренный в нулевом статическом магнитном поле для КЯ CdTe/CdZnTe (точки). По оси ординат отложены величины скоростей отогрева в относительных единицах. Пунктирной линией приведен рассчитанный в рамках модели ядерных спиновых кластеров спектр [6].

4.2. Оценка величины локального поля из ширины линий поглощения

Измерению спектров поглощения мощности переменного магнитного поля оптически охлажденной ЯСС, а также теоретическим интерпретациям частотных положений пиков поглощения для объемного образца n-GaAs и для КЯ CdTe/CdZnTe посвящены работы [6,9]. Однако исследования, проведенные в данных работах, не преследовали цель оценить величину локального поля по формам наблюдаемых пиков поглощения. Из теории ЯМР известно, что ширина линий поглощения связана с межъядерными спиновыми взаимодействиями, к которым относятся как чисто спин-спиновые, так и квадрупольные [13]. Ранее измеренные спектры отогрева в нулевом магнитном поле для объемной структуры n-GaAs в рамках методики по спектроскопии отогрева ЯСС [9] имели полуширину на полувысоте HWHM (half width at half maximum) ~ 2 кГц. При этом для деформированного образца квадрупольные взаимодействия проявлялись в спектре отогрева как два пика поглощения с HWHM ~ 2 кГц на частотах прецессии изотопов ^{75}As и ^{69,71}Ga в локальных полях, определяемых спин-спиновыми и квадрупольными взаимодействиями (рис. 1 в работе [14]). Для образца с минимальной величиной остаточной деформации спектр отогрева содержит один пик.

Для КЯ CdTe/CdZnTe нами также были сделаны серии измерений спектров отогрева как в нулевом (рис. 3), так и во внешних магнитных полях [6] с целью получить спектры с учетом только чисто спин-спинового взаимодействия, когда квадрупольные эффекты точно отсутствуют. Методика измерений спектров отогрева также основана на предварительном оптическом охлаждении ЯСС с последующим адиабатическим размагничиванием. Но перед измерительным этапом был добавлен дополнительный этап воздействия переменного магнитного поля заданной мощности. Был получен неожиданно сложный вид спектров отогрева, что было нами объяснено в рамках модели ядерных спиновых кластеров [6]. Но в данной работе нам важна лишь величина полуширины линии поглощения, из которой будет получена оценка локального поля. Поэтому мы опустим подробности анализа экспериментальных данных для получения спектров отогрева.

Из аппроксимации линий поглощения спектра отогрева, измеренного в нулевом магнитном поле для КЯ CdTe/CdZnTe, величина HWHM составила ~ 0.15 кГц. Тогда, согласно оценочной формуле $B_L \sim \mathrm{HWHW}/(\langle\gamma_N\rangle) = 0.2$ Гс, где $\langle\gamma_N\rangle$ — среднее гиромагнитное отношение магнитных изотопов.

Таким образом, из оценки ширины линий поглощения локальное поле получилось в ~ 2.5 раза меньше, чем из прямых измерений методом адиабатического размагничивания. Мы объясняем такую разницу тем, что размагничивание позволяет получить локальное поле, которое формируется как диполь-дипольными, так и косвенными ядерными спиновыми взаимодействиями, которые дают величину $B_L = 0.5 \pm 0.03$ Гс. Полученный экспериментальный результат подтверждается теоретическим расчетом, детали которого приведены в разд. 5 данной статьи.

Разработанная нами в работе [6] модель ядерных спиновых кластеров объясняет тот факт, что ширины наблюдаемых пиков в спектре отогрева формируются только дипольной дальнодействующей связью (случайными ядерными полями от одиночных ядерных спинов, не входящих в кластеры). Тонкая структура спектра

формируется как косвенными, так и дипольными взаимодействиями внутри ядерных спиновых кластеров. Поэтому оценка ширины линии поглощения дает неполную величину ядерного локального поля.

5. Теоретический расчет величины ядерного локального поля для CdTe

Как было отмечено выше, измеряемая величина ядерного локального поля в экспериментах по адиабатическому размагничиванию формируется всеми видами ядерных спиновых взаимодействий, характерных для изучаемой структуры. Для CdTe в силу слабой распространенности магнитных изотопов доминируют косвенные взаимодействия ядерных спинов, происходящие через валентные электроны. Диполь-дипольное взаимодействие, из-за того что оно является дальнодействующим, в CdTe слабое. Однако его нельзя исключать из рассмотрения. На этом основании был проведен теоретический расчет локального поля ядерных спин-спиновых взаимодействий с учетом как диполь-дипольного, так и доминирующих косвенных (псевдодипольного и обменного) ядерных спиновых взаимодействий. В расчете использовались константы для изотопов CdTe, взятые из работы [4].

Локальное поле определяется как квадратный корень из отношения квадрата средней энергии ядерных спин-спиновых взаимодействий, за исключением зеемановского, и среднего значений квадрата одной из компонент магнитного момента:

$$B_L^2 = \frac{\mathrm{Tr}(H_{ss}^2)}{\mathrm{Tr}(M_z^2)} = \frac{3}{\mathrm{Tr}(1)NI(I+1)\sum\limits_{\alpha} x_\alpha(\hbar\gamma_\alpha)^2}\,\mathrm{Tr}(H_{ss}^2). \tag{5}$$

Здесь I — спин ядер (в CdTe спины всех магнитных ядер одинаковы и равны 1/2), γ_α — гиромагнитное отношение изотопа α, x_α — доля ядер изотопа α в образце, N — общее число ядер [2].

Спин-спиновые взаимодействия между магнитными ядрами в CdTe можно разделить на две группы: прямые диполь-дипольные и косвенные. Прямое диполь-дипольное взаимодействие между парой ядер дается формулой

$$H_{1-2}^{dd} = \frac{\hbar^2\gamma_1\gamma_2}{r_{12}^3}\left[\left((\vec{I}_1\vec{I}_2) - 3(\vec{R}_{12}\bar{I}_1)(\vec{R}_{12}\vec{I}_2)\right)\right], \tag{6}$$

где r_{12} — расстояние между ядрами, $\vec{R}_{12} = \vec{r}_{12}/r_{12}$.

Косвенные взаимодействия осуществляются через валентные электроны, поэтому они возникают только между ближайшими соседями. По симметрии они делятся на скалярное (обменное) и псевдодипольное косвенные взаимодействия. Их гамильтонианы имеют вид:

$$H_{1-2}^{sc} = A_{12}\delta_{r_{12},r_0}(\vec{I}_1\vec{I}_2),$$

$$H_{1-2}^{pdd} = B_{12}\delta_{r_{12},r_0}\left[\left((\vec{I}_1\vec{I}_2) - 3(\vec{R}_{12}\vec{I}_1)(\vec{R}_{12}\vec{I}_2)\right)\right], \tag{7}$$

Значения относительного количества ядер, гиромагнитных постоянных каждого изотопа и постоянных косвенных взаимодействий

	^{113}Cd	^{111}Cd	^{125}Te	^{123}Te
x_α, %	6.1	6.4	3.0	0.45
γ_α, рад · кГц/Гс	−5.97	−5.72	−8.48	−7.04
$A(^{125/123}\mathrm{Te}_\alpha)/h$, кГц	0.655 [4]	0.622 [4]	–	–
$B(^{125/123}\mathrm{Te}_\alpha)/h$, кГц	0.110 [4]	0.101 [4]	–	–

где A_{12} и B_{12} — константы скалярного и псевдодипольного косвенных взаимодействий соответственно, $r_0 = \frac{\sqrt{3}}{4}a$ — расстояние между ближайшими соседями.

Тогда полное спин-спиновое взаимодействие можно описать следующей формулой:

$$H_{ss} = \sum_{\alpha}\sum_{i<j}^{N_\alpha}\frac{\hbar^2\gamma_\alpha^2}{r_{ij}^3}\left[(\vec{I}_i^\alpha\vec{I}_j^\alpha) - 3(\vec{R}_{ij}\vec{I}_i^\alpha)(\vec{R}_{ij}\vec{I}_j^\alpha)\right]$$
$$+\sum_{\alpha}\sum_{b>\alpha}\sum_{i}^{N_\alpha}\sum_{j}^{N_\beta}\left\{\left(\frac{\hbar^2\gamma_\alpha\gamma_\beta}{r_{ij}^3} + B_{\alpha\beta}\delta_{r_{ij},r_0}\right)\right.$$
$$\left.\times\left[(\vec{I}_i^\alpha\vec{I}_j^\beta) - 3(\vec{R}_{ij}\vec{I}_i^\alpha)(\vec{R}_{ij}\vec{I}_j^\alpha)\right] + A_{\alpha\beta}\delta_{r_{ij},r_0}(\vec{I}_i^\alpha\vec{I}_j^\alpha)\right\}. \tag{8}$$

Здесь греческие индексы нумеруют магнитные изотопы, а латинские индексы — ядра соответствующих изотопов. Возводя (8) в квадрат и беря его след с помощью соотношения

$$\mathrm{Tr}\big((I_\alpha^i)_s(I_\beta^j)_p\big) = \delta_{\alpha,\beta}\delta_{i,j}\delta_{s,p}\,\frac{I(I+1)(2I+1)}{3},$$

получим

$$\mathrm{Tr}(H_{ss}^2) = \frac{NI^2(I+1)^2}{3}\,\mathrm{Tr}(1)\sum_{\alpha}x_\alpha\left\{\hbar^4\gamma_\alpha^4\sum_{i<j}^{N_\alpha}\frac{1}{r_{0j}^6}\right.$$
$$\left.+\sum_{\beta>\alpha}\sum_{j}^{N_\beta}\left[2\left(\frac{\hbar^2\gamma_\alpha}{r_{0j}^3} + B_{\alpha\beta}\delta_{r_{0j},r_0}\right)^2 + (A_{\alpha\beta}\delta_{r_{0j},r_0})^2\right]\right\}. \tag{9}$$

Тогда выражение для квадрата локального поля имеет вид

$$B_L^2 = \frac{I(I+1)}{\sum\limits_{\alpha}x_\alpha\hbar^2\gamma_\alpha^2}\sum_{\alpha}x_\alpha\left\{\hbar^4\gamma_\alpha^4\sum_{i<j}^{N_\alpha}\frac{1}{r_{0j}^6}\right.$$
$$\left.+\sum_{\beta>\alpha}\sum_{j}^{N_\beta}\left[2\left(\frac{\hbar^2\gamma_\alpha^2}{r_{0j}^3} + B_{\alpha\beta}\delta_{r_{0j},r_0}\right)^2 + (A_{\alpha\beta}\delta_{r_{0j},r_0})^2\right]\right\}. \tag{10}$$

Значения гиромагнитных отношений γ_α, постоянных косвенных взаимодействий A и B и относительного количества ядер x_α для каждого изотопа сорта α представлены в таблице.

Вычисление дает значение локального поля для CdTe: $B_L = 0.4 \pm 0.02$ Гс. Данная величина локального поля близка к той, что была получена в эксперименте по адиабатическому размагничиванию.

6. Заключение

В данной работе представлены экспериментальные результаты измерения ядерного локального поля при адиабатическом размагничивании оптически охлажденной ЯСС в квантовой яме CdTe/CdZnTe. Данная экспериментальная методика позволяет определить величину ядерного локального поля с учетом вкладов от всех имеющихся для данной структуры ядерных спиновых взаимодействий. Ни один из магнитных изотопов в CdTe не обладает квадрупольным моментом, поэтому локальное поле создается только ядерными спин-спиновыми взаимодействиями. Также в силу слабой естественной распространенности магнитных изотопов в CdTe локальное поле формируется в первую очередь короткодействующими косвенными взаимодействиями ядерных спинов через валентные электроны (псевдодипольным и обменным), а также дальнодействующим магнитодипольным взаимодействием. В результате измерений была получена величина локального поля ~ 0.5 Гс. Теоретический расчет с учетом всех имеющихся в CdTe ядерных спин-спиновых взаимодействий дал величину локального поля 0.4 Гс, что хорошо согласуется с результатом эксперимента. Также установлено, что дальнодействующее дипольное взаимодействие дает вклад в локальное поле ~ 0.2 Гс и его величину можно оценить из ширины линии поглощения мощности переменного магнитного поля, измеренного в нулевом статическом поле.

Финансирование работы

Авторы благодарны Российскому научному фонду (грант № 25-22-00259) за финансовую поддержку данной работы.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] А. Абрагам. *Ядерный магнетизм* (М., Изд-во иностр. лит., 1963).
[2] М. Гольдман. *Спиновая температура и ЯМР в твердых телах* (М., Мир, 1972).
[3] Б.П. Захарченя, Ф. Майер. *Оптическая ориентация* (Л., Наука, Ленингр. отд-ние, 1989) гл. 5.
[4] A. Nolle. Z. Physik B, **34**, 175 (1979).
[5] R. Balz, M. Haller, W.E. Hertler, O. Lutz, A. Nolle, R. Schafitel. J. Magn. Reson., **40**, 9 (1980).
[6] V.M. Litvyak, P.S. Bazhin, R. André, M. Vladimirova, K.V. Kavokin. Phys. Rev. B, **110**, 245303 (2024).
[7] M. Vladimirova, S. Cronenberger, D. Scalbert, I.I. Ryzhov, V.S. Zapasskii, G.G. Kozlov, A. Lemaître, K.V. Kavokin. Phys. Rev. B, **97** (4), 041301 (R) (2018).
[8] M. Kotur, D.O. Tolmachev, V.M. Litvyak, K.V. Kavokin, D. Suter, D.R. Yakovlev, M. Bayer. Commun. Phys., **4** (1), 193 (2021).
[9] V.M. Litvyak, R.V. Cherbunin, V.K. Kalevich, A.I. Lihachev, A.V. Nashchekin, M. Vladimirova, K.V. Kavokin. Phys. Rev. B, **104** (23), 235201 (2021).
[10] B.F. Gribakin, V.M. Litvyak, M. Kotur, R. André, M. Vladimirova, D.R. Yakovlev, K.V. Kavokin. Phys. Rev. B, **109**, 195302 (2024).
[11] V.M. Litvyak, R.V. Cherbunin, V.K. Kalevich, K.V. Kavokin. Phys. Rev. B, **108**, 235204 (2023).
[12] D. Paget, G. Lampel, B. Sapoval, V.I. Safarov. Phys. Rev. B, **15**, 5780 (1977).
[13] В.М. Микушев, Е.В. Чарная. *Ядерный магнитный резонанс в твердом теле* (СПб., Изд-во С.-Петерб. ун-та, 1995).
[14] V.M. Litvyak, P.S. Bazhin, K.V. Kavokin. Phys. Solid State, **66** (6), 922 (2024).

Редактор А.Н. Смирнов

Measurement of nuclear local field by adiabatic demagnetization method for CdTe/CdZnTe quantum well

V.M. Litvyak, M.S. Kuznetsova, V.S. Berdnikov, P.S. Bazhin, K.V. Kavokin

St. Petersburg State University,
Spin Optics Laboratory,
198504 St. Petersburg, Russia

Abstract The magnitude of the nuclear local field in a CdTe/CdZnTe quantum well was measured. The features of this structure are a weak natural abundance of magnetic isotopes, as well as the absence of quadrupole moments of nuclear spins. These characteristics of the nuclear spin system affect the magnitude of the nuclear local field, as well as the methods of its measurement under optical experimental conditions. We used method based on adiabatic demagnetization of an optically cooled system of nuclei. A comparative analysis of the local field measured in this work with previous results on measuring the absorption spectrum of an oscillating magnetic field power was also carried out. The local field estimate from the spectrum line width gave an underestimated value compared to that obtained in adiabatic demagnetization experiments. A theoretical calculation of the local field was performed, which also took into account all possible nuclear spin-spin interactions for CdTe with known values of the constants. The calculation results are consistent with the experimental data.