

Радиоспектроскопия оптически выстроенных спиновых состояний центров окраски в карбиде кремния

В.А. Солтамов, П.Г. Баранов

Уникальные квантовые свойства азотно-вакансионного центра окраски (NV-центра) в алмазе мотивировали проведение поисков центров окраски с аналогичными свойствами в карбиде кремния (SiC), которые могут усилить функциональность таких систем. Представлены результаты исследований, дающие основание считать, что вакансионные спиновые центры окраски в SiC не только обладают свойствами, аналогичными тем, которые характерны для NV-центров в алмазе, но и существенно их расширяют, что делает эти объекты перспективными квантовыми системами для многочисленных применений в спинтронике, в области квантовой обработки информации и сенсорике в условиях окружающей среды.

Ключевые слова: спиновые центры, вакансионные кремниевые центры, оптическая поляризация электронных спинов, магнитный резонанс

PACS numbers: 76.30.-v, 78.47.-p, 85.75.-d

DOI: 10.3367/UFNr.2016.02.037755

Содержание

1. Введение (678).
 2. Спиновые центры окраски в карбиде кремния как перспективная основа для спектроскопии квантовых систем с контролируруемыми квантовыми состояниями (679).
 3. Заключение (683).
- Список литературы (683).

1. Введение

Электронный парамагнитный резонанс (ЭПР), открытый Е.К. Завойским [1] в Казани в 1944 г., является одним из самых мощных аналитических методов, доступных сегодня для физиков, химиков, биологов. Основанные на ЭПР методы радиоспектроскопии, такие как электронное спиновое эхо (ЭСЭ), оптическое детектирование магнитного резонанса (ОДМР) и детектирование двойного электронно-ядерного резонанса (ДЭЯР), являются наиболее информативными инструментами исследования структурных и спиновых свойств конденсированных систем, живой материи, а также наноструктур и объектов нанобиотехнологий. Одно из основных направлений развития современных технологий — это миниатюризация элементной базы микро- и оптоэлект-

роники. Любой прибор с наноразмерными характеристиками неизбежно будет проявлять элементы квантового поведения. Спин является чисто квантово-механическим объектом, поэтому спиновые явления начинают играть решающую роль при разработке различных приборов и устройств на основе наноразмерных структур, при этом методы магнитного резонанса составляют основу для изучения спиновых явлений в природе, неразрушающего контроля и диагностики материалов. Традиционные методы ЭПР и ядерного магнитного резонанса (ЯМР), вследствие их сравнительно низкой чувствительности, имеют ограниченное применение для исследования систем, характеризующихся малыми количествами спиновых моментов. Основным требованием при изучении таких систем является повышение чувствительности магнитного резонанса, что возможно только посредством повышения рабочих частот или использования оптических (электрических) методов регистрации магнитных резонансов. Именно поэтому в последние годы ЭПР- и ЯМР-спектроскопии получили бурное развитие в направлении как увеличения микроволновой частоты, так и использования двойных резонансов.

Растущий интерес к манипуляциям спиновыми состояниями электронов и ядер в полупроводниках и полупроводниковых наноструктурах связан с возможными приложениями в спинтронике для обработки квантовой информации, для применения в новом поколении сверхчувствительных квантовых магнитометров, квантовых термометров и биосенсоров с субмикрометровым пространственным разрешением. В течение последнего десятилетия в области квантовых вычислений наблюдается взрывной рост экспериментальных и теоретических работ. Преимущество квантовых вычислений

В.А. Солтамов, П.Г. Баранов. Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
ул. Политехническая 26, 194021 Санкт-Петербург,
Российская Федерация
E-mail: pavel.baranov@mail.ioffe.ru

Статья поступила 7 марта 2016 г.

над классическими заключается в экспоненциальном ускорении ряда вычислений, таких, например, как преобразование Фурье и поиск в неупорядоченной базе данных. Поскольку размер современных компьютерных чипов приближается к атомарным масштабам, возникает необходимость учитывать квантовые свойства рассматриваемых структур атомарных размеров.

До недавнего времени практические применения полупроводников были связаны с использованием ансамблей носителей заряда и спина. Возможность эффективного управления спиновыми состояниями является ключевой проблемой полупроводниковой спинтроники. Уникальные квантовые свойства азотно-вакансионного (nitrogen-vacancy, NV) центра окраски в алмазе [2] открыли новую эру спинтроники: появилась возможность осуществлять при комнатной температуре манипуляции спиновыми состояниями одного центра атомарных размеров с помощью оптически детектируемого магнитного резонанса. В NV-центре, представляющем собой вакансию углерода, в ближайшем окружении которой один из четырёх атомов углерода замещён атомом азота, возможен уникальный оптически индуцированный спин-зависимый цикл, в котором под действием неполяризованного света происходит выстраивание населённостей спиновых уровней в основном триплетном спиновом ($S = 1$) состоянии в условиях окружающей среды, т.е. при комнатной температуре или даже при температурах, превышающих комнатную на несколько сотен градусов. В свою очередь любое изменение населённостей спиновых уровней (под действием внешнего резонансного микроволнового поля или внутренних процессов, связанных с кросс-релаксацией или антипересечением спиновых уровней) вызывает изменения в оптическом цикле, например, интенсивности фотолуминесценции. Вследствие огромной разницы энергий микроволнового и оптического квантов изменение интенсивности оптического кванта при поглощении микроволнового кванта приводит к гигантскому повышению чувствительности регистрации спинового состояния системы, что позволяет регистрировать чрезвычайно малые ансамбли центров, вплоть до одиночных спинов. До последнего времени NV-центр являлся единственной известной твердотельной системой, в которой возможны такие спиновые манипуляции [3–8].

Однако имеется ряд проблем использования центров в алмазе, основные из них — это технологическая проблема создания приборов на основе алмаза, ограниченность оптического диапазона флуоресценции NV-центров в алмазе, слабо совместимого с волоконной оптикой и полосой прозрачности биологических объектов, а также трудности электрического управления спинами. Попытки структур, которые обладают уникальными квантовыми свойствами, подобными свойствам NV-центров в алмазе, но в то же время имеют гораздо более широкие функциональные возможности, представляются весьма перспективной задачей.

2. Спиновые центры окраски в карбиде кремния как перспективная основа для спектроскопии квантовых систем с контролируруемыми квантовыми состояниями

Наиболее перспективным материалом, который может составить, с точки зрения спектроскопии квантовых

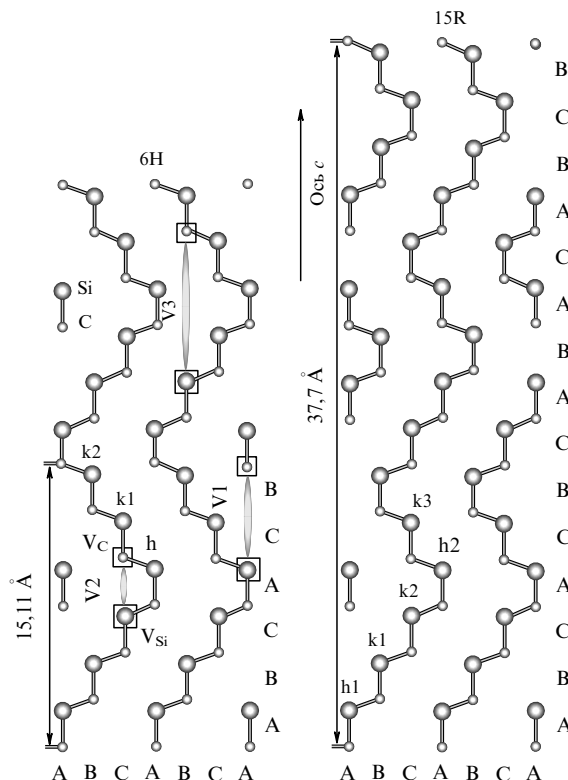


Рис. 1. Структура кристаллической решётки двух политипов карбида кремния: гексагонального 6H-SiC и ромбического 15R-SiC. Символы A, B и C соответствуют разным положения атомов Si и C в плотноупакованной гексагональной структуре. Указаны длины элементарных ячеек: 15,11 и 37,7 Å.

систем, конкуренцию алмазу, представляется карбид кремния (SiC). Карбид кремния является широкозонным полупроводником с развитой технологией производства совершенных пластин большого диаметра с неоднородностями поверхности на атомном уровне, обладающих химическими, электрическими, оптическими и механическими свойствами, которые позволяют использовать этот материал в экстремальных условиях.

Карбид кремния в природе, известный как карборунд, впервые был обнаружен в метеорите в конце XIX в. Особенностью карбида кремния является наличие различных политипов, среди которых наиболее востребованными являются кубический политип 3C, гексагональные политипы 4H и 6H, а также ромбический политип 15R. Здесь и далее для обозначения политипов принято обозначение Рамсделла, в котором указывается число слоёв в элементарной ячейке кристалла и тип её симметрии. Существует более 250 структурных модификаций SiC, и, хотя все политипы карбида кремния состоят из 50 % кремния и 50 % атомов углерода, у каждого из них есть свои особенности. Таким образом, для каждого из политипов свойства спиновых центров окраски будут уникальными, и, более того, даже в одном политипе центр может быть расположен в разных неэквивалентных позициях в решётке.

На рисунке 1 представлена структура кристаллической решётки двух политипов карбида кремния: гексагонального 6H-SiC и ромбического 15R-SiC; плоскость рисунка совпадает с плоскостью (11-20) кристалла. Сим-

волами h и k обозначены гексагональные и квазикубические позиции атомов Si (C) в решётке. Например, в 6H-SiC есть три неэквивалентные позиции: одна гексагональная (h) и две квазикубические (k_1, k_2). Для 6H-SiC показаны возможные модели семейства спиновых центров окраски в виде отрицательно заряженной вакансии кремния (V_{Si}^-), располагающейся вдоль оси c и не имеющей молекулярных связей с нейтральной вакансией углерода (V_C^0). Обозначения центров V1, V2 и V3 соответствуют ранее принятой идентификации бесфонных линий фотолюминесценции. Подобные модели могут быть реализованы в политипе 15R-SiC (не показаны на рисунке), но ввиду ромбической симметрии ожидается большее количество возможных структур. Изменяя позицию центра в кристаллической решётке, можно изменять его свойства, что позволяет выбрать центр с параметрами (например, оптический и микроволновый диапазоны), подходящими для конкретной задачи.

Ещё 35 лет назад было обнаружено оптически индуцированное выстраивание (поляризация) спиновых уровней при температуре 77 К различных центров окраски в кристалле 6H-SiC, созданных посредством закалки кристаллов от высоких температур [9, 10]. Позднее эти центры окраски были исследованы в работах [11–19], где показано, что, как и в случае NV-центров, оптически индуцированное спиновое выстраивание происходит в основном высокоспиновом состоянии. При этом одно семейство центров окраски в виде соседних дивакансий кремний–углерод с молекулярной связью имеет основное триплетное состояние ($S = 1$), другое семейство, представляющее собой отрицательно заряженные вакансии кремния, возмущённые нейтральными вакансиями углерода, располагающимися вдоль оси c на разных расстояниях от вакансии кремния и не имеющими с ней молекулярных связей (см. рис. 1), характеризуется основным квадруплетным спиновым состоянием ($S = 3/2$).

В работах [16, 18, 19] было предложено рассматривать спиновые центры окраски в качестве перспективной основы для спектроскопии одиночных спинов с контролируруемыми квантовыми состояниями при комнатной температуре.

Начиная с 2010 г., после появления работ [20, 21], в которых было предложено искать NV-центры в карбиде кремния¹, был запущен процесс по поиску центров окраски в карбиде кремния в качестве альтернативы NV-центрам в алмазе, и за последние пять лет исследования спиновых центров окраски в карбиде кремния приобрели взрывной характер (см., например, [22–31]).

Для исследования оптических и спиновых свойств центров окраски используется ряд экспериментальных методов:

1) фотолюминесценция (ФЛ), в которой, как правило, применяется конфокальная оптика, позволяющая выделять малые объёмы кристалла с помощью сфокусированного лазерного луча. Именно в этом объёме возбуждаются спиновые центры окраски и происходит выстраивание спиновых уровней. ФЛ из этого объёма регистрируется, и оптически детектируется магнитный резонанс по изменению интенсивности ФЛ. При малых концент-

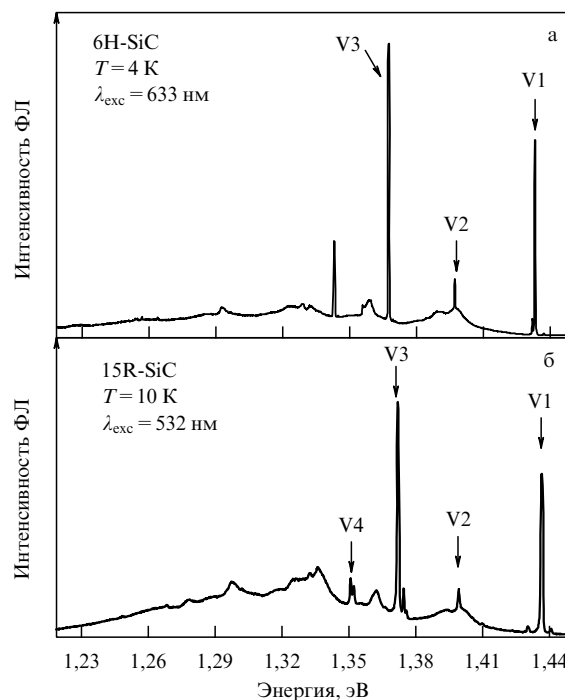


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции, зарегистрированные при температуре $T = 10$ К в 6H-SiC (а) и 15R-SiC (б). Бесфонные линии люминесценции вакансионных кремниевых центров обозначены как V1–V4.

рациях центров окраски возможно выделение люминесценции одиночных спиновых центров;

2) ЭПР, являющийся важным методом исследования локального окружения парамагнитных центров и их спиновых свойств. Экспериментальные результаты, представленные в настоящей статье, получены на спектрометрах различных частотных диапазонов: X (9,5 ГГц), Q (35 ГГц) и W (95 ГГц) — как в непрерывном режиме, так и в режиме электронного спинового эха;

3) ДЭЯР, в котором переходы между ядерными уровнями (ЯМП) регистрируются по изменению сигнала ЭСЭ;

4) прямое детектирование ЭПР (direct-detected EPR — DD-EPR), которое используется для выделения оптически чувствительных сигналов, при этом сигналы, возбуждённые оптическим импульсом, измеряются в режиме поглощения или излучения;

5) оптически детектируемый магнитный резонанс, который определяют по изменению интенсивности ФЛ.

На рисунке 2 в качестве примера показаны наблюдающиеся при низких температурах бесфонные линии V1, V2, V3 и V4 фотолюминесценции, соответствующие различным спиновым центрам окраски в политипах 6H-SiC и 15R-SiC. В политипах 6H-SiC и 15R-SiC видны три и четыре бесфонные линии соответственно (в политипе 4H-SiC наблюдались две бесфонные линии, V1 и V2). Величины энергий бесфонных линий приведены в таблице.

В качестве примера рассмотрим семейство одноосно ориентированных спиновых центров окраски с квадруплетным основным спиновым состоянием ($S = 3/2$), которое недавно было обнаружено в ромбическом политипе карбида кремния 15R-SiC [31].

¹ Отметим, что статья Ди Винченцо [21] носит воодушевляющее название: "Quantum bits: Better than excellent".

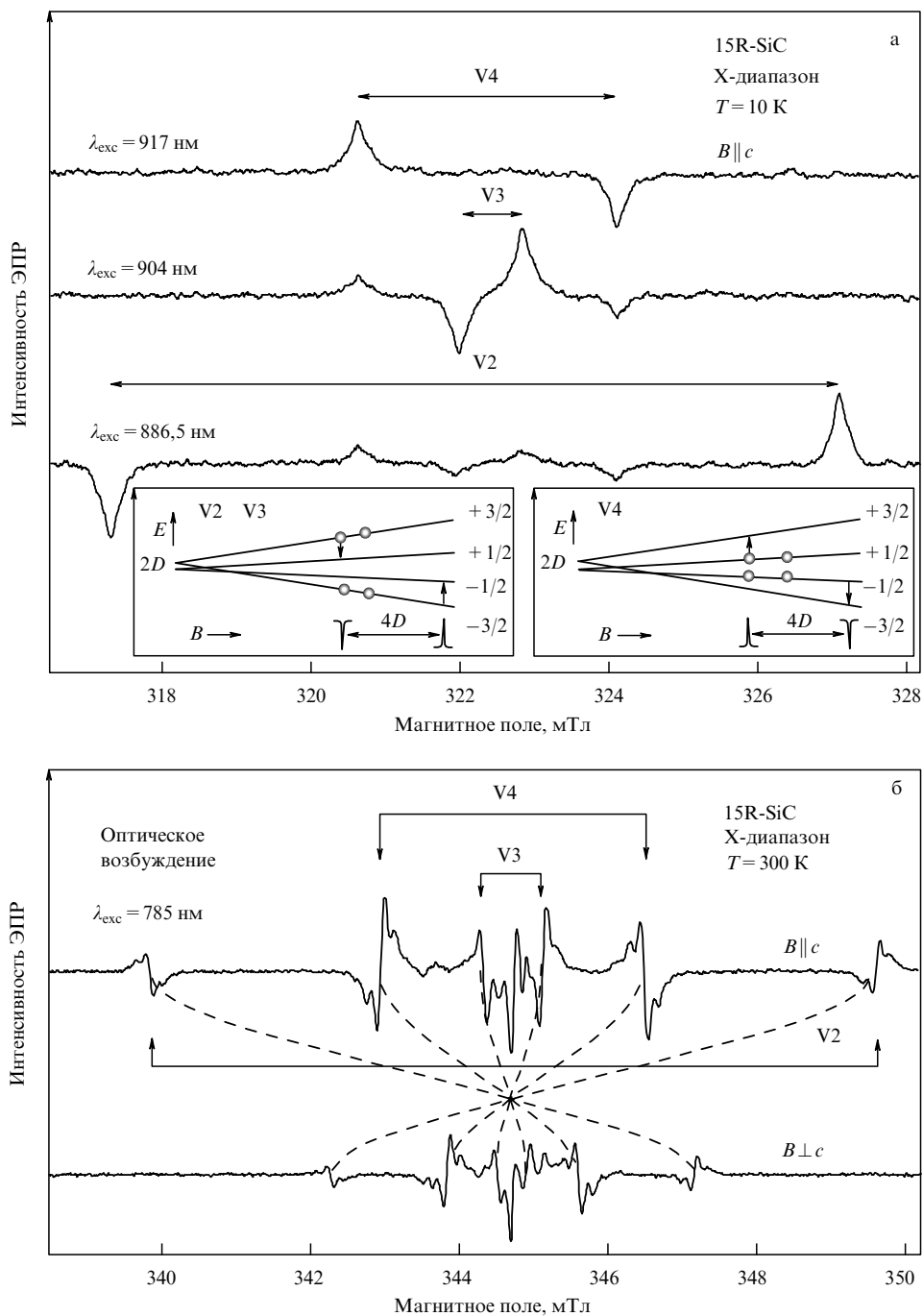


Рис. 3. (а) Сигналы ЭПР, индуцированные оптической вспышкой с энергиями, соответствующими бесфононным линиям V2, V3 и V4 (см. рис. 2) в 15R-SiC. (б) Спектры ЭПР, зарегистрированные при комнатной температуре в X-диапазоне при непрерывном оптическом возбуждении ИК-лазером при длине волны 785 нм.

Таблица. Энергии оптических переходов (длины волн) для бесфононных линий при температуре 4 К; параметры расщепления тонкой структуры A в нулевом магнитном поле и g -факторы семейства спиновых центров окраски V1, V2, V3 и V4 для неэквивалентных положений в кристаллических решётках политипов 4H-SiC, 6H-SiC и 15R-SiC

Политип	4H-SiC		6H-SiC			15R-SiC		
	V1	V2	V1	V2	V3	V2	V3	V4
$E, \text{эВ}/\lambda, \text{нм}$	1,438/862	1,352/917	1,433/865	1,397/887	1,368/906	1,399/886,5	1,372/904	1,352/917
$A, \text{МГц}/\nu, \text{см}^{-1}$	39/13	66/22	27/9	128/42,7	27/9	139,2/46,4	11,6/3,87	50,2/16,7
g -фактор	2,0032	2,0032	2,0032	2,0032	2,0032	2,005(1)	2,005(3)	2,005(3)

Для того чтобы однозначно связать сигналы ЭПР спиновых центров с бесфононными линиями, показанными на рис. 2, были проведены эксперименты по прямому детектированию сигналов ЭПР, индуцированных

оптической вспышкой с энергией, соответствующей бесфононной линии.

На рисунке 3а показаны сигналы ЭПР, индуцированные оптической вспышкой с энергиями, соответствующими бесфононным линиям V2, V3 и V4 (см. рис. 2) в 15R-SiC. Видны разные фазы низкополевых и высокополевых сигналов ЭПР, обусловленные оптическим выстраиванием различных пар спиновых уровней в системе $S = 3/2$. Сигналы ЭПР с временным разрешением, индуцированные оптической вспышкой, однозначно связывают оптические линии спиновых центров окраски со спектрами ЭПР. На вставках рис. 3а показаны схемы энергетических уровней при ориентации магнитного поля вдоль оси c кристалла для центров с двумя типами оптического выстраивания спиновых уровней: в случае центров V2, V3 преимущественно заселяются верхние уровни (в нулевом магнитном поле, причём эти заселённости сохраняются и в ненулевом магнитном поле), в случае центров V4 — нижние уровни.

На рисунке 3б показаны спектры ЭПР, зарегистрированные в X-диапазоне при комнатной температуре при непрерывном оптическом возбуждении инфракрасным (ИК) лазером на длине волны 785 нм, представленные в двух ориентациях, $B \parallel c$ и $B \perp c$. Кривыми показаны ориентационные зависимости при вращении вектора магнитного поля между этими ориентациями. Симметрично расположенные сателлиты в каждой линии обусловлены сверхтонкими взаимодействиями с 12 атомами кремния второй координационной сферы относительно отрицательно заряженной вакансии кремния. Темновые спектры ЭПР в отсутствие оптического возбуждения являются примерно на два порядка менее интенсивными и имеют одинаковые фазы.

Спектры ЭПР описываются стандартным спиновым гамильтонианом с аксиальной симметрией со спином $S = 3/2$:

$$H = g_e \mu_B \mathbf{B} \mathbf{S} + D \left[S_z^2 - \frac{1}{3} S(S+1) \right].$$

Здесь $g_e \approx 2,0$ — электронный g -фактор (см. таблицу), μ_B — магнетон Бора, S_z — оператор проекции общего спина S на ось симметрии центра (в случае рассматриваемых здесь центров — это c -ось кристалла SiC, симметрия центров C_{3v}), D — параметр для описания тонкой структуры в аксиальном кристаллическом поле. В нулевом магнитном поле ($B = 0$) основное состояние для $S = 3/2$ расщеплено на два вырожденных подуровня: $M_S = \pm 1/2$ и $M_S = \pm 3/2$. Расстояние между этими спиновыми подуровнями равно расщеплению тонкой структуры Δ в нулевом магнитном поле, для спина $S = 3/2$ величина $\Delta = 2D$. Расщепление Δ является различным для разных центров и зависит от полимера и положения спинового центра в решётке кристалла (см. таблицу). Аналогичное расщепление наблюдается и в возбуждённом состоянии.

С помощью методов высокочастотного спинового эха и двойного электронно-ядерного резонанса удалось установить структуру семейства этих спиновых центров окраски на электронном уровне, и на основании анализа сверхтонких взаимодействий с атомами кремния и углерода была получена информация о пространственном распределении электронной спиновой плотности на ближайших координационных сферах в кристаллической решётке.

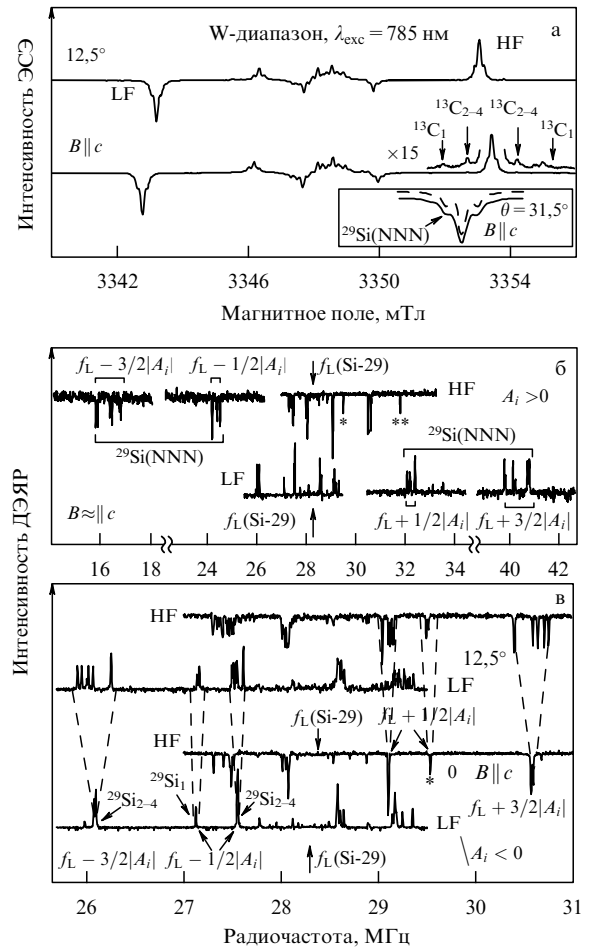


Рис. 4. (а) Спектры электронного спинового эха (ЭСЭ), измеренные в W-диапазоне. (б, в) Спектры ДЭЯР, зарегистрированные по ЭСЭ для низкополевого (LF) и высокополевого (HF) переходов, обозначенные стрелками на рис. а.

На рисунке 4а приведены спектры ЭСЭ, измеренные в W-диапазоне (95 ГГц) в кристалле 15R-SiC для двух углов: $\theta = 0$ ($B \parallel c$) и $\theta = 12,5^\circ$ — между вектором внешнего магнитного поля и осью c кристалла при непрерывном оптическом возбуждении ИК-лазером при длине волны 785 нм. На вставке рис. 4а в увеличенном масштабе показан низкополевой переход ЭПР в двух ориентациях для демонстрации зависимости ширины линий сверхтонких компонент от ориентации, что отвечает наличию анизотропных линий ДЭЯР, соответствующих взаимодействию с атомами кремния в первой координационной сфере нейтральной вакансии углерода, входящей в спиновый центр.

Для установления структуры спиновых центров были исследованы спектры ДЭЯР, которые регистрировались по изменению сигналов ЭСЭ при приложении сигнала с радиочастотой, соответствующей переходам между уровнями ЯМР. Спектры ДЭЯР, зарегистрированные по ЭСЭ для низкополевого (low field — LF) и высокополевого (high field — HF) переходов, обозначенные стрелками на рис. 4а, представлены на рис. 4б, в. Переходы, соответствующие частотам $f_L + 1/2|A_i|$ и $f_L + 3/2|A_i|$ для сверхтонких взаимодействий с аксиальными атомами кремния в первой координационной сфере нейтральной вакансии углерода V_C^0 , обозначены одной и двумя звёздочками соответственно. $^{29}\text{Si}_1$ и $^{29}\text{Si}_{2-4}$ обозначают

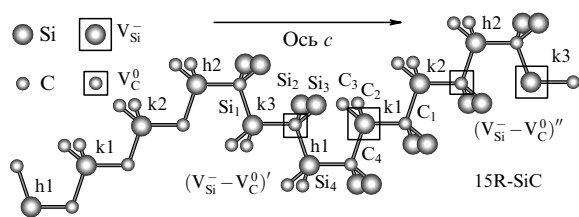


Рис. 5. Фрагмент структуры кристалла 15R-SiC.

линии ДЭЯР, соответствующие наличию атомов ^{29}Si в первой координационной сфере нейтральной вакансии углерода V_C^0 . На основании этих исследований была предложена модель структуры семейства центров со спином $S = 3/2$ в основном и возбуждённом состояниях (рис. 5).

На рисунке 5 представлен фрагмент структуры кристалла 15R-SiC с двумя гексагональными (h1, h2) и тремя квазикубическими (k1, k2, k3) позициями для кремния (углерода). Вакансии показаны квадратами. Структура центра представляет собой отрицательно заряженную вакансию кремния (V_{Si}^-) и располагающуюся вдоль оси c и не имеющую молекулярной связи нейтральную вакансию углерода (V_C^0), спин центра в основном и возбуждённом состояниях $S = 3/2$. Атомы углерода в первой координационной сфере отрицательно заряженной вакансии кремния обозначены как $C_1 - 4$, атомы кремния в первой координационной сфере нейтральной вакансии углерода — как $Si_1 - 4$, а структуры двух типов V2-центра — как $(V_{\text{Si}}^- - V_C^0)'$ и $(V_{\text{Si}}^- - V_C^0)''$.

На рисунке 6а показаны сигналы ОДМР спиновых центров окраски V2 и V3 ($S = 3/2$), зарегистрированные в кристалле 6H-SiC при комнатной температуре в кристалле 6H-SiC при лазерном возбуждении с длиной волны 785 нм в нулевом магнитном поле. Сигналы, обозначенные как ES V3 и ES V2, соответствуют возбуждённым состояниям (excited state — ES) центров V3 и V2 со спином $S = 3/2$.

Сигналы ОДМР центров V2, V3, V4, зарегистрированные при комнатной температуре в кристалле 15R-SiC при лазерном возбуждении с длиной волны 785 нм при различных значениях внешнего магнитного поля (нижний спектр зарегистрирован во внешнем магнитном поле около 0,5 Гс для компенсации магнитного поля Земли), показаны на рис. 6б. Вертикальная метка указывает величину ОДМР-контраста, т.е. относительного изменения интенсивности люминесценции спинового центра в условиях магнитного резонанса. Для каждого центра приведены зависимости положения сигнала от величины магнитного поля — эффект, который используется в квантовом магнитометре.

Было показано, что эти центры обладают уникальными характеристиками, такими как оптически индуцированное выстраивание спинов при температурах вплоть до 250 °С с рекордно высокой контрастностью, что чрезвычайно важно для приложений.

3. Заключение

В последние пять лет были продемонстрированы уникальные характеристики спиновых центров окраски в карбиде кремния. Предложено использовать их в качестве квантовых сенсоров магнитного поля и температуры с наноразмерным разрешением, мазеров с оптиче-

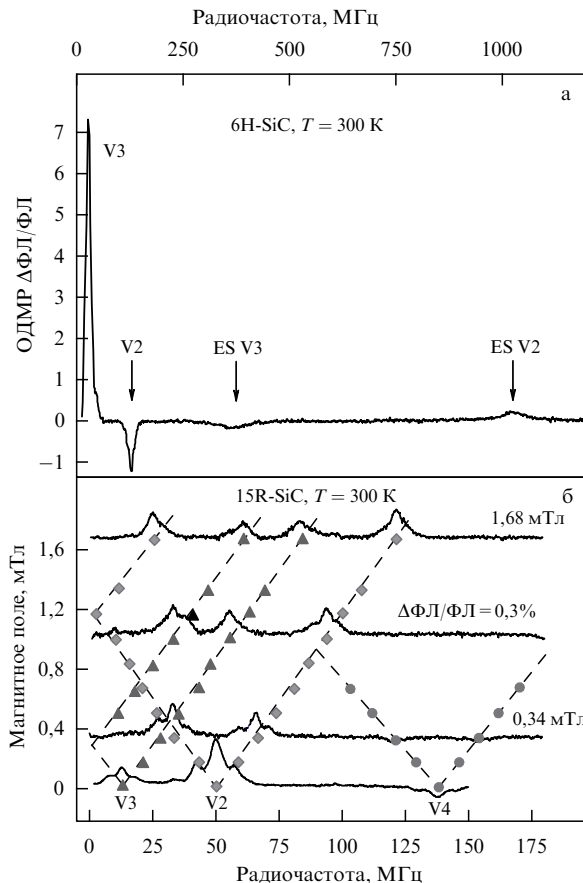


Рис. 6. (а) Сигналы ОДМР спиновых центров окраски V2 и V3 ($S = 3/2$), зарегистрированные в кристалле 6H-SiC в нулевом магнитном поле. (б) Сигналы ОДМР центров V2, V3, V4 в кристалле 15R-SiC при различных значениях внешнего магнитного поля.

ской накачкой, оптических и спиновых меток, кубитов в квантовых вычислениях, а также источников одиночных фотонов. Многие возможности таких спиновых центров окраски ещё только предстоит открыть!

Благодарности. Мы выражаем благодарность своим соавторам за их вклад в цитируемые работы. Работа поддержана Российским научным фондом (грант 14-12-00859) и Российской академией наук.

Список литературы

- Zavoisky E J. *Phys. USSR* **9** 211 (1945)
- Gruber A et al. *Science* **276** 2012 (1997)
- Jelesko F et al. *Appl. Phys. Lett.* **81** 2160 (2002)
- Jelesko F et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 076401 (2004)
- Jelesko F, Wrachtrup J *Phys. Status Solidi A* **203** 3207 (2006)
- Awschalom D D, Flatté M E *Nature Phys.* **3** 153 (2007)
- Hanson R, Awschalom D D *Nature* **453** 1043 (2008)
- Koenraad P M, Flatté M E *Nature Mater.* **10** 91 (2011)
- Вейнгер А И и др. *ФТП* **13** 2366 (1979); Veinger A I et al. *Sov. Phys. Semicond.* **13** 1385 (1979)
- Вайнер В С, Ильин В А *ФТТ* **23** 3659 (1981); Vainer V S, Il'in V A *Sov. Phys. Solid State* **23** 2126 (1981)
- von Bardeleben H J et al. *Phys. Rev. B* **62** 10126 (2000)
- von Bardeleben H J et al. *Phys. Rev. B* **62** 10841 (2000)
- Wagner M et al. *Phys. Rev. B* **62** 16555 (2000)
- Mizuochi N et al. *Phys. Rev. B* **66** 235202 (2002)
- Orlinski S B, Schmidt J, Mokhov E N, Baranov P G *Phys. Rev. B* **67** 125207 (2003)

16. Баранов П Г и др. *Письма в ЖЭТФ* **82** 494 (2005); Baranov P G et al. *JETP Lett.* **82** 441 (2005)
17. Carlos W E et al. *Phys. Rev. B* **74** 235201 (2006)
18. Баранов П Г и др. *Письма в ЖЭТФ* **86** 231 (2007); Baranov P G et al. *JETP Lett.* **86** 202 (2007)
19. Baranov P G et al. *Phys. Rev. B* **83** 125203 (2011)
20. Weber J R et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **107** 8513 (2010)
21. DiVincenzo D *Nature Mater.* **9** 468 (2010)
22. Koehl W F et al. *Nature* **479** 84 (2011)
23. Soltamov V A et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 226402 (2012)
24. Riedel D et al. *Phys. Rev. Lett.* **109** 226402 (2012)
25. Baranov P G et al. *Mater. Sci. Forum* **740–742** 425 (2013)
26. Fuchs F et al. *Sci. Rep.* **3** 1637 (2013)
27. Kraus H et al. *Nature Phys.* **10** 157 (2014)
28. Kraus H et al. *Sci. Rep.* **4** 5303 (2014)
29. Falk A L et al. *Nature Commun.* **4** 1819 (2013)
30. Hain T C et al. *J. Appl. Phys.* **115** 133508 (2014)
31. Soltamov V A et al. *Phys. Rev. Lett.* **115** 247602 (2015)

Radio spectroscopy of the optically aligned spin states of color centers in silicon carbide

V.A. Soltamov, P.G. Baranov

Ioffe Institute, Russian Academy of Sciences,

ul. Politekhnicheskaya 26, 194021 Saint Petersburg, Russian Federation

E-mail: pavel.baranov@mail.ioffe.ru

The unique quantum properties of the nitrogen-vacancy color centers (NV-centers) in diamond have motivated the search for similar color centers with enhancing properties in SiC. In this paper, experimental evidence is presented that vacancy-related spin centers in SiC not only have properties similar to those of diamond NV centers but also exhibit many additional properties, making these quantum systems promising for many applications in spintronics, sensorics, and quantum information processing at ambient conditions.

Keywords: spin centers, silicon vacancy-related centres, optical polarization of electron spins, magnetic resonance

PACS numbers: **76.30.** – v, **78.47.** – p, **85.75.** – d

Bibliography — 31 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **186** (6) 678–684 (2016)

DOI: 10.3367/UFNr.2016.02.037755

Received 7 March 2016

Physics – Uspekhi **59** (6) (2016)

DOI: 10.3367/UFNe.2016.02.037755