

03,09

Высокочастотная ЭПР-спектроскопия ионов Cr^{3+} в монокристаллах $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$

© А.С. Гурин¹, Д.Д. Крамущенко¹, А.В. Батуева¹, Д.А. Бауман^{2,¶}, Д.Ю. Панов², А.Е. Романов^{1,2}, В.А. Спиридонов², Ю.А. Успенская¹, Г.Р. Асатрян¹, Р.А. Бабунц¹, П.Г. Баранов¹

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

² Национальный исследовательский университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

¶ E-mail: dabauman@itmo.ru

Поступила в Редакцию 27 ноября 2025 г.

В окончательной редакции 27 ноября 2025 г.

Принята к публикации 28 ноября 2025 г.

Монокристаллы оксида галлия $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$, легированные ионами Cr^{3+} , были исследованы методом высокочастотного электронного парамагнитного резонанса в непрерывном режиме на частоте 94 GHz при температуре 6 K. В спектрах электронного парамагнитного резонанса образцов с высокой концентрацией трехвалентного хрома, помимо трех основных линий, характерных для ионов Cr^{3+} ($S = 3/2$) в октаэдрическом окружении атомов кислорода, обнаружены еще три менее интенсивные линии. Анализ анизотропии спектров электронного парамагнитного резонанса и численное моделирование угловых зависимостей позволили отнести эти сигналы к ионам хрома, находящимся в тетраэдрических позициях кристаллической решетки $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$. Для этого нового центра определены параметры спинового гамильтониана и направления магнитных осей, а также построена схема расщепления энергетических уровней в магнитном поле.

Ключевые слова: оксида галлия, электронный парамагнитный резонанс, примесные центры.

DOI: 10.61011/FTT.2026.01.62575.8808-25

1. Введение

Интерес в современном мире к металлооксидным соединениям вызван большими возможностями их использования в приборостроении, и оксид галлия занимает в этом ряду особое место. Его уникальные свойства — большая ширина запрещенной зоны ($E_g = 4.8 \text{ eV}$), низкие токи утечки и большие значения диэлектрической проницаемости ($\epsilon = 10.2\text{--}14.2$) — делают $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ пригодным для создания полупроводниковых приборов, таких как тонкопленочные полевые транзисторы, барьеры Шоттки с обратными напряжениями вплоть до нескольких киловольт и солнечно-слепые УФ-детекторы. Высокая химическая и термическая, а также радиационная стойкость позволяют использовать оксид галлия для разработки устройств, предназначенных для работы при повышенных температурах и в космической отрасли [1–6].

Оксид галлия Ga_2O_3 существует в пяти различных кристаллических модификациях — α -, β -, γ -, δ - и ϵ -фазах, каждая из которых характеризуется уникальной структурой кристаллической решетки [7]. Полиморфные соединения оксида галлия отличаются не только пространственными группами, но и координационным числом ионов галлия. Среди всех фаз особый интерес представляет политип $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$, термодинамически наиболее устойчивая модификация, которую можно получить из любой другой полиморфной формы оксида путем отжига на воздухе при высокой температуре.

Кристаллическая структура $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ является моноклинной с пространственной группой $C2/m-C_{2h}^3$. Постоянные решетки при температуре 273 K: $a = 1.223 \text{ nm}$, $b = 0.304 \text{ nm}$, $c = 0.580 \text{ nm}$, $\beta = 104^\circ$. Элементарная ячейка содержит 4 атома галлия, находящиеся в позициях типа i с локальной симметрией $m-C_2$. Положения этих атомов кристаллографически неэквивалентны: два атома галлия (Ga_I) находятся в октаэдрическом окружении и координированы шестью атомами кислорода, два других атома (Ga_{II}) окружены четырьмя атомами кислорода, образуя тетраэдрическое окружение [8–10].

На рис. 1 приведена структура элементарной ячейки $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$, на которой видны октаэдрические и тетраэдрические позиции галлия в окружении атомов кислорода. Кристаллографические оси обозначены как a , a^* , b , c . Ось a^* перпендикулярна плоскости (bc) , а ось a отклонена от оси c на угол 104° .

Ионы переходных металлов могут вводиться в кристалл специально, или они могут образовываться как неконтролируемая примесь в процессе роста из-за их наличия в исходной матрице. Примеси в значительной степени определяют электрические и оптические свойства кристалла. Ионы переходных металлов приводят к образованию глубоких уровней в широкозонных полупроводниках, ограничивая их электрическую проводимость. В настоящее время эти примеси используются для получения полупроводниковых материалов.

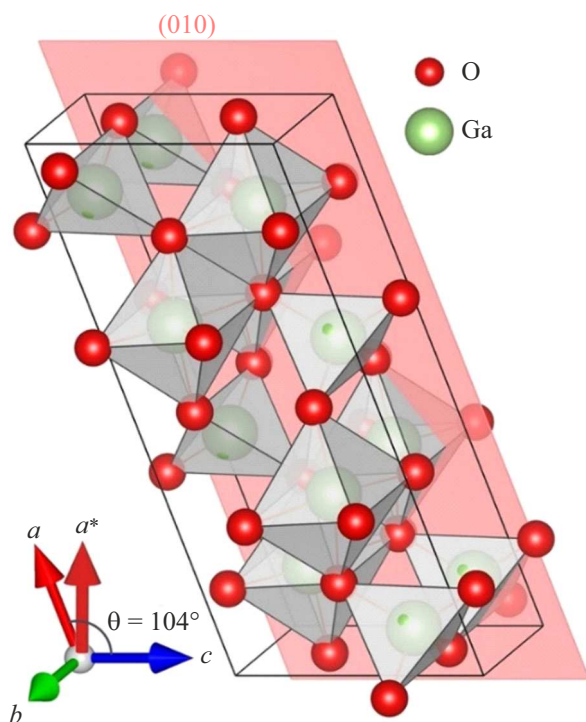


Рис. 1. Структура элементарной ячейки монокристалла β -Ga₂O₃.

Парамагнитные ионы в кристаллах выступают важнейшим элементом современных высокотехнологичных устройств: лазеров, мазеров, осцилляторов, квантовых датчиков. Особое место занимает ион Cr^{3+} , его введение в корунд (Al_2O_3) обеспечило прорыв в создании твердотельных лазеров. В настоящее время Cr^{3+} рассматривается как потенциальная основа для спиновых кубитов в квантовых вычислениях [11].

Метод электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) позволяет однозначно идентифицировать примеси переходных металлов, их зарядовое состояние и электронную структуру. В отличие от стандартных диапазонов (X - и Q -диапазоны), применяемых в большинстве спектрометров ЭПР, высокочастотная спектроскопия (W -диапазон) обладает рядом значимых преимуществ: высокой чувствительностью, высоким спектральным разрешением, а также позволяет исследовать системы с большими начальными расщеплениями тонкой структуры.

2. Экспериментальная часть

Объемные кристаллы β -Ga₂O₃:Cr были выращены методом Чохральского на промышленной ростовой установке с индукционным нагревом иридиевого тигля. В качестве исходного материала использовался порошкообразный Ga₂O₃ с чистотой 99.999 % (5N). Ионы Cr^{3+} были введены в структуру кристалла намеренно

в процессе роста, для этого использовались металлические чешуйки хрома с чистотой 99.99 %. В качестве затравок применяли фрагменты β -Ga₂O₃ в виде брусков с приблизительными размерами $3 \times 3 \times 30$ mm, полученные из ранее выращенных кристаллов. В процессе роста использовался ранее подобранный [12] состав атмосферы, состоящий из смеси Ar и O₂, содержание кислорода составляло 4–5 vol.%. Условия роста были следующими: давление в ростовой камере составляло около 1.1 bar, температура — около 1850 °C, скорость вращения кристалла в процессе выращивания составляла 5 rpm, скорость вытягивания — около 0.15 mm/min.

Были исследованы два образца β -Ga₂O₃:Cr с различной концентрацией хрома: 0.4 mol.% (образец #1) и 0.5 mol.% (образец #2). Для проведения экспериментов из центральной части каждого объемного кристалла вдоль плоскости спайности (100) были выколоты тонкие пластины с размерами около $2 \times 2 \times 0.5$ mm. Образцы предварительно ориентировались рентгеновскими методами в кристаллографических плоскостях. Технология изготовления образцов подробно описана в работе [13].

Измерения были выполнены на высокочастотном спектрометре ЭПР, разработанном в ФТИ им. А.Ф. Иоффе совместно с компанией ООО „ДОК“. Спектрометр, работающий как в непрерывном, так и в импульсном режиме, построен на базе линейки микроволновых мостов (94 и 130 GHz) и полностью автономной магнитооптической криогенной системе замкнутого цикла с диапазоном рабочих температур 1.5–300 K и широким диапазоном изменения магнитных полей (от -7 T до $+7$ T) [14,15].

Измерения образцов β -Ga₂O₃:Cr проводились в непрерывном режиме на частоте 94 GHz с применением безрезонансной техники регистрации [16], при температуре 6 K и модуляции магнитного поля 5 G.

3. Результаты и обсуждение

Ранее в ряде работ [17–20] сообщалось об исследованиях методом ЭПР монокристаллов β -Ga₂O₃, легированных хромом. Также в статье [21] представлены результаты исследования методом ЭПР номинально нелегированных коммерческих объемных кристаллов β -Ga₂O₃. Во всех перечисленных работах наблюдались спектры иона хрома исключительно в октаэдрическом положении в зарядовом состоянии Cr^{3+} . Электронный спин иона Cr^{3+} равен $S = 3/2$ (электронная конфигурация $3d^3$, основной мультиплет $^4F_{3/2}$). Поэтому в спектрах ЭПР наблюдаются три линии. Авторами публикации [22] были определены магнитные оси октаэдрического центра хрома в β -Ga₂O₃. Следует отметить, что в исследованиях β -Ga₂O₃, легированного железом, наблюдались сигналы ЭПР от двух магнитно-неэквивалентных центров: ионов Fe^{3+} как в октаэдрическом, так и в тетраэдрическом положениях [23,24].

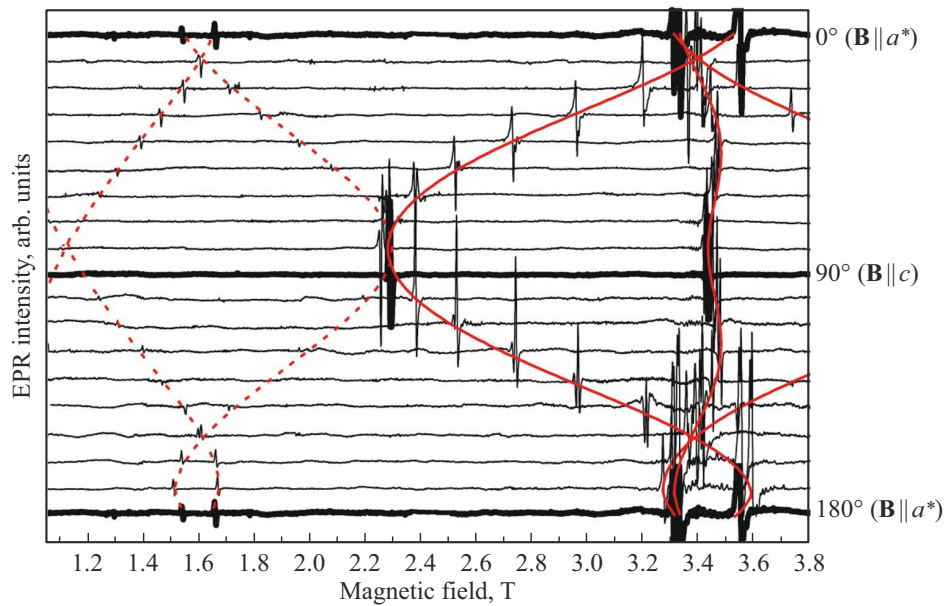


Рис. 2. Угловые зависимости спектров ЭПР ионов хрома в $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ (образец #1). Спектры зарегистрированы в плоскости (ca^*) при температуре 6 К и на частоте 94 ГГц. Расчетные зависимости показаны красными линиями, пунктирной линией обозначены запрещенные $\Delta m_s = \pm 2$ переходы.

На рис. 2 представлена ориентационная зависимость сигналов ЭПР иона Cr^{3+} для образца #1 с низкой концентрацией хрома, зарегистрированная в непрерывном режиме на частоте 94 ГГц при температуре 6 К и вращении образца в плоскости (ca^*) с шагом 10° . Ионы Cr^{3+} замещают галлий и занимают октаэдрические позиции в решетке $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$, на рис. 2 расчетные зависимости показаны красными линиями. В магнитных полях вплоть до 2.3 Т наблюдаются сигналы парамагнитного центра Cr^{3+} , связанные с запрещенными $\Delta m_s = \pm 2$ переходами, они обозначены на рис. 2 пунктирными линиями.

Для описания спектров ЭПР ионов Cr^{3+} , представленных на рис. 2, был использован сокращенный спиновый гамильтониан в стандартной форме:

$$H = \mu_B \mathbf{B} \cdot g \mathbf{S} + D[S_z^2 - (S(S+1))/3] + E[S_x^2 - S_y^2], \quad (1)$$

где спин $S = 3/2$ для Cr^{3+} . Первый член описывает зеемановское взаимодействие с анизотропным g -фактором, где μ_B — магнетон Бора. Второй и третий члены описывают взаимодействие тонкой структуры, приводящее к расщеплению энергетических уровней в нулевом магнитном поле. Параметр D учитывает вклад z -осевой части кристаллического поля, а параметр E — неосевой части. С помощью программы Грачева [25], которая основана на точной численной диагонализации матрицы спинного гамильтониана, были рассчитаны спектры ЭПР ионов Cr^{3+} в октаэдрических позициях. За основу были взяты параметры спинного гамильтониана из работы [17]: $g_x = 1.969$, $g_y = 1.964$, $g_z = 1.940$, $|D| = 16025$ МГц, $E = 3860$ МГц.

Для образца #2 с увеличенной концентрацией хрома были получены ориентационные зависимости, представленные на рис. 3. Измерения проводились в непре-

рывном режиме на частоте 94 ГГц при температуре 6 К и вращении образца в плоскости (ca^*) с шагом 15° . Помимо сигналов, ранее хорошо изученных и относящихся к октаэдрическому центру хрома, впервые наблюдались угловые зависимости менее интенсивных сигналов. Анализ полученных расчетных параметров позволил сделать вывод о принадлежности этих сигналов ионам хрома, расположенным в тетраэдрических узлах решетки. На рис. 3 красные линии соответствуют расчетным угловым зависимостям для ионов хрома в октаэдрическом положении, синие — для ионов хрома в тетраэдрическом положении.

Угловые зависимости спектров ЭПР ионов Cr^{3+} для образца $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ с увеличенной концентрацией хрома были также зарегистрированы в плоскости (ba^*) (рис. 4). Измерения проводились в непрерывном режиме на частоте 94 ГГц при температуре 6 К и вращении образца в плоскости (ca^*) с шагом 15° . Красные и синие кривые отражают расчетные угловые зависимости, учитывающие погрешность ориентации образца, равную 4° , при эксперименте. Как и в плоскости (ca^*) , здесь отчетливо видны две группы линий: красные соответствуют хрому в октаэдрическом положении, синие — в тетраэдрическом.

Наблюдаемые угловые зависимости спектров ЭПР тетраэдрического положения хрома хорошо описываются спиновым гамильтонианом (1) со следующими полученными из экспериментальных данных параметрами: $g_x = 1.969$, $g_y = 1.964$, $g_z = 1.940$, $|D| = 15740$ МГц, $E = 3350$ МГц. Из угловых зависимостей, представленных на рис. 3, установлено, что магнитные оси тетраэдрического центра хрома повернуты относительно октаэдрического на угол 46° вокруг оси b в плоскости (ca^*) .

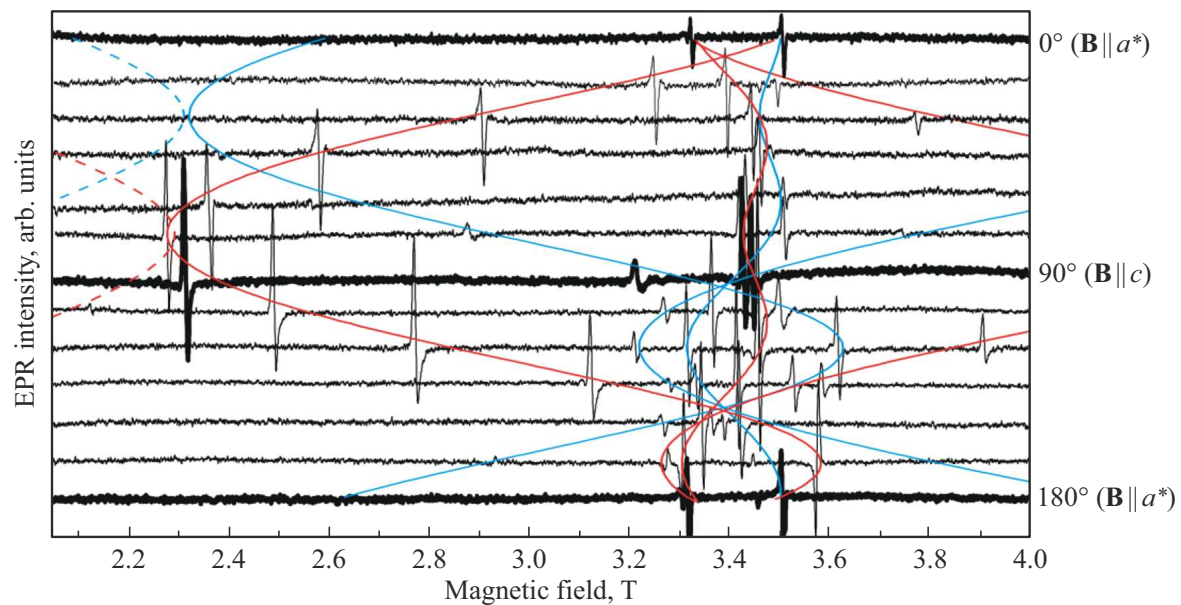


Рис. 3. Угловые зависимости спектров ЭПР ионов хрома в $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ (образец #2). Спектры зарегистрированы в плоскости (ca^*) при температуре 6 K и на частоте 94 GHz. Расчетные угловые зависимости для октаэдрического положения хрома обозначены красной линией, для тетраэдрического — синей. Запрещенные переходы от парамагнитного центра Cr^{3+} с $\Delta m_s = \pm 2$ отмечены пунктирными линиями.

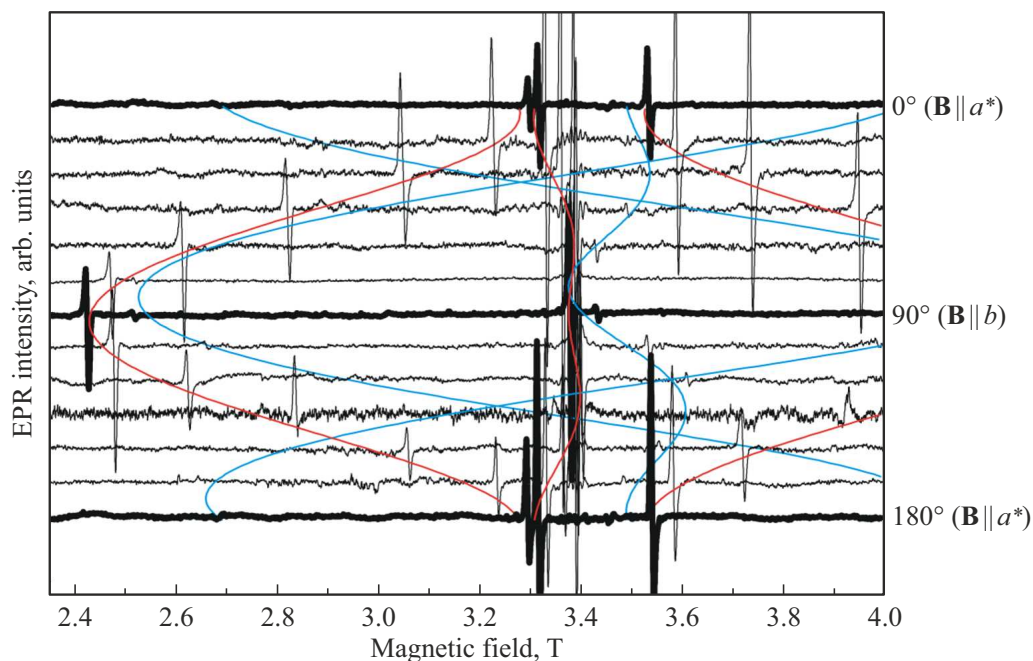


Рис. 4. Угловые зависимости спектров ЭПР ионов хрома в $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ (образец #2). Спектры зарегистрированы в плоскости (ba^*) при температуре 6 K и на частоте 94 GHz. Красная линия соответствует расчетным угловым зависимостям для хрома в октаэдрическом положении, синяя — для хрома в тетраэдрическом положении.

На рис. 5 в увеличенном масштабе изображен фрагмент спектра ЭПР образца $\text{Ga}_2\text{O}_3:\text{Cr}$, зарегистрированный в плоскости (ba^*) при ориентации $\mathbf{B} \parallel b$. Наблюдаются интенсивные линии и наложенные на них четыре эквидистантные линии меньшей интенсивности.

Поскольку помимо четных изотопов хрома с ядерным спином, равным нулю ($I = 0$), имеется также нечетный изотоп ^{53}Cr со спином $I = 3/2$, это предполагает наличие 4 линий в сверхтонкой структуре (СТС). Но из-за ширины линии основного изотопа наблюдаются только

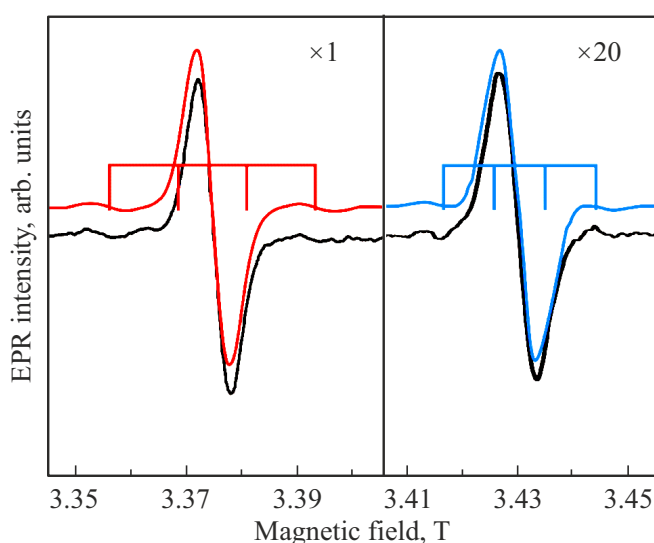


Рис. 5. Фрагмент спектра ЭПР изотопа хрома ^{53}Cr в образце $\text{Ga}_2\text{O}_3:\text{Cr}$. Спектр зарегистрирован в плоскости (ba^*) при температуре 6 К и на частоте 94 ГГц. Красным цветом показан смоделированный сигнал для октаэдрического положения хрома, а синим — для тетраэдрического положения с усилением в 20 раз.

крайние линии СТС хрома. Центральная интенсивная линия обусловлена четным изотопом хрома, а линии малой интенсивности представляют собой компоненты магнитной СТС нечетного изотопа. Отношение интенсивностей наблюдаемых линий в спектре ЭПР соответствует природной распространенности изотопов хрома. На рис. 5 представлены смоделированные сигналы: красный соответствует октаэдрическому положению хрома, синий — тетраэдрическому. При расчете формы линии были использованы следующие параметры: для хрома в октаэдрическом кислородном окружении — константа сверхтонкой структуры $A = 125$ Г и ширина линии 60 Г; для тетраэдрической позиции хрома — $A = 90$ Г и ширина линии 67 Г. Сигналы ЭПР, приведенные на рис. 5, полностью соответствуют ожидаемым для ионов Cr^{3+} в двух неэквивалентных положениях.

На рис. 6 представлена схема расщепления энергетических уровней основного состояния хрома в тетраэдрическом положении для трех направлений магнитных осей x' , y' , z' . Расчет выполнен с использованием параметров спинового гамильтониана (1). Вертикальными линиями на схеме отмечены ЭПР-переходы для иона Cr^{3+} в тетраэдрическом кислородном окружении на частоте 94 ГГц: черные линии соответствуют разрешенным переходам, а красные — запрещенным.

С использованием программы Vesta XTalDraw [26] выполнено моделирование кристаллической структуры $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$. На рис. 7 представлена ее проекция на плоскость (010) с указанием направлений магнитных осей для двух положений хрома, которые были получены в

результате проведенных расчетов (таблица). Углы для магнитных осей октаэдрического (θ, φ) и тетраэдрического (θ', φ') положений Cr^{3+} в $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ приведены в сферической системе координат. Следует отметить, что направления магнитных осей для октаэдрического центра хрома полностью совпадают с данными работы [22], а для тетраэдрического положения Cr^{3+} эти направления определены впервые в рамках настоящего исследования.

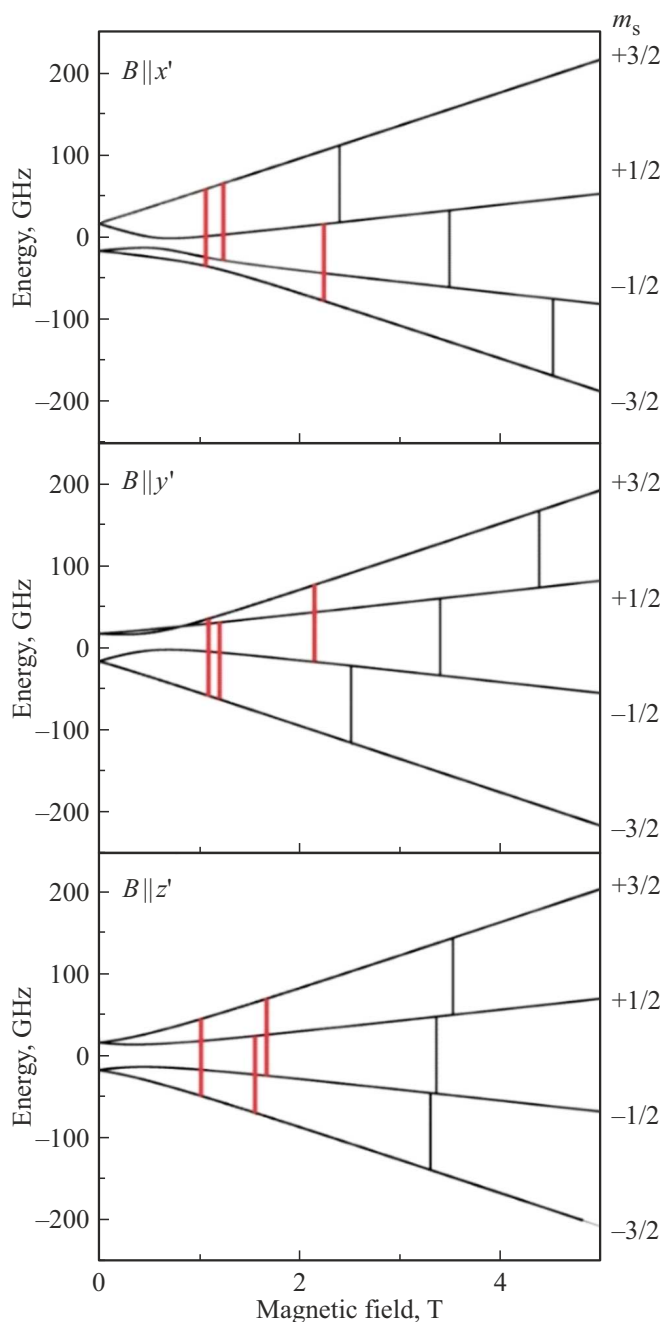


Рис. 6. Схема энергетических уровней основного состояния ионов Cr^{3+} в тетраэдрическом кислородном окружении в $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ с указанием ЭПР-переходов, соответствующих W-диапазону. Разрешенные ЭПР-переходы отмечены черными вертикальными линиями, а запрещенные — красными.

Таблица. Значения углов для магнитных осей октаэдрического (x, y, z) и тетраэдрического (x', y', z') положений Cr^{3+} в $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ в сферической системе координат

Октаэдрическое положение иона Cr^{3+} в $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$			Тетраэдрическое положение иона Cr^{3+} в $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$		
	$\theta, ^\circ$	$\phi, ^\circ$		$\theta', ^\circ$	$\phi', ^\circ$
x	72.5	0	x'	118.5	0
y	90	90	y'	90	90
z	17.5	-180	z'	28.5	0

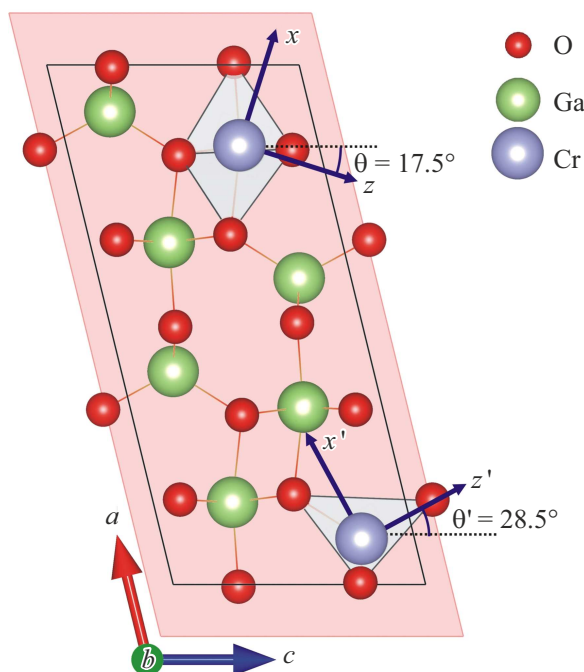


Рис. 7. Проекция элементарной ячейки $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ на плоскость (010). Фиолетовыми стрелками обозначены направления магнитных осей ионов Cr^{3+} для октаэдрического и тетраэдрического положений. Значения углов между магнитными и кристаллографическими положениями приведены в таблице.

4. Заключение

Исследования легированных хромом монокристаллов $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ методом ЭПР в W -диапазоне показали, что хром сначала замещает энергетически более выгодные положения — ионы Ga_I^{3+} в октаэдрическом кислородном окружении. При увеличении концентрации хром также занимает тетраэдрические позиции Ga_II^{3+} . Это обусловлено различием ионных радиусов: для октаэдрического положения Ga_I^{3+} радиус составляет 0.062 nm, тогда как для тетраэдрического Ga_II^{3+} он существенно меньше — 0.0477 nm [17].

На основе анализа анизотропных спектров и численного моделирования рассчитаны параметры спино-

вого гамильтониана, а также определены направления магнитных осей для хрома в тетраэдрическом положении. Согласно данным моделирования кристаллической структуры, магнитная ось z' тетраэдрического центра хрома совпадает с направлением одной из связей Ga-O, что согласуется с проведенными расчетами направлений магнитных осей для данного центра.

Благодарности

Авторы выражают благодарность Давыдову Валерию Юрьевичу за плодотворное сотрудничество и ценные консультации.

Финансирование работы

Экспериментальные исследования и расчеты проведены А.С. Гуриным, Д.Д. Крамущенко, А.В. Батуевой, Ю.А. Успенской и Р.А. Бабунцем в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FFUG-2024-0046). Рост и подготовка образцов осуществлены Д.А. Бауманом, Д.Ю. Пановым, А.Е. Романовым и В.А. Спиридоновым в рамках гранта Российского научного фонда (грант № 24-12-00229).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] S.I. Stepanov, V.E. Nikolaev, V.E. Bougrov, A.E. Romanov, Rev. Adv. Mater. Sci. **44**, 63 (2016).
- [2] S.J. Pearton, J. Yang, P.H. Cary IV, F. Ren, J. Kim, M.J. Tadjer, M.A. Mastro. Appl. Phys. Rev. **5**, 011301 (2018).
- [3] M. Higashiwaki, G.H. Jessen. Appl. Phys. Lett. **112**, 060401 (2018).
- [4] J. Kim, S.J. Pearton, C. Fares, J. Yang, F. Ren, S. Kima, A.Y. Polyakov. J. Mater. Chem. C **7**, 10 (2019).
- [5] S.J. Pearton, A. Aitkaliyeva, M. Xian, F. Ren, A. Khachatrian, A. Ildefonso, Z. Islam, M.A. Jafar Rasel, A. Haque, A.Y. Polyakov, J. Kim. ECS J. Solid State Sci. Technol. **10**, 055008 (2021).
- [6] D.A. Bauman, A.I. Borodkin, A.A. Petrenko, D.I. Panov, A.V. Kremleva, V.A. Spiridonov, D.A. Zakgeim, M.V. Silnikov, M.A. Odnoblyudov, A.E. Romanov, V.E. Bougrov. Acta Astronautica **180**, 125 (2021).
- [7] X.T. Zhou, F. Heigl. Phys. Rev. **75**, 125303 (2007).
- [8] S. Geller. J. Chem. Phys. **33**, 676 (1960).
- [9] J. Ahman, G. Svensson, J. Albertsson. Acta Crystallogr. C **52**, 1336 (1996).
- [10] J.E. Hogan, S.W. Kaun, E. Ahmadi, Y. Oshima, J.S. Speck. Semicond. Sci. Technol. **31**, 6, 065006 (2016).
- [11] V.K. Sewani, R.J. Stöhr, R. Kolesov, H.H. Vallabhapurapu, T. Simmet, A. Morello, A. Laucht. Phys. Rev. B **102**, 10, 104114 (2020).

- [12] Д.А. Закгейм, Д.Ю. Панов, В.А. Спиридонов, А.В. Кремлева, А.М. Смирнов, Д.А. Бауман, А.Е. Романов, М.А. Одноблюдов, В.Е. Бугров. Письма в ЖТФ **46**, 22, 43 (2020). [D.A. Zakgeim, D.I. Panov, V.A. Spiridonov, A.V. Kremleva, A.M. Smirnov, D.A. Bauman, V.E. Bougrov. Tech. Phys. Lett. **46**, 11, 1144 (2020).]
- [13] D.A. Bauman, D.I. Panov, D.A. Zakgeim, V.A. Spiridonov, A.V. Kremleva, A.A. Petrenko, P.N. Brunkov, N.D. Prasolov, A.V. Nashchekin, A.M. Smirnov, M.A. Odnoblyudov, V.E. Bougrov, A.E. Romanov. Phys. Status Solidi A **218**, 20, 2100335 (2021).
- [14] E.V. Edinach, Y.A. Uspenskaya, A.S. Gurin, R.A. Babunts, H.R. Asatryan, N.G. Romanov, A.G. Badalyan, P.G. Baranov. Phys. Rev. B **100**, 104435 (2019).
- [15] R.A. Babunts, A.G. Badalyan, A.S. Gurin, N.G. Romanov, P.G. Baranov, A.V. Nalivkin, L.Yu. Bogdanov, D.O. Korneev. Appl. Magn. Reson. **51**, 1125 (2020).
- [16] Р.А. Бабунц, А.Г. Бадалян, Н.Г. Романов, А.С. Гурин, Д.О. Толмачев, П.Г. Баранов. Письма в ЖТФ **38**, 19, 37 (2012). [R.A. Babunts, A.G. Badalyan, N.G. Romanov, A.S. Gurin, D.O. Tolmachev, P.G. Baranov. Tech. Phys. Lett. **38**, 887 (2012).]
- [17] T.H. Yeom, I.G. Kim, S.H. Lee, S.H. Choh, Y.M. Yu. J. Appl. Phys. **93**, 6, 3315 (2003).
- [18] J.E. Stehr, M. Jansson, D.M. Hofmann, J. Kim, S. Pearton, W.M. Chen, I.A. Buyanova. Appl. Phys. Lett. **119**, 052101 (2021).
- [19] H.H. Tippins. Phys. Rev. **137**, 3A, A865 (1965).
- [20] M. Peter and A.L. Schawlow. Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II **5**, 158 (1960).
- [21] R.A. Babunts, A.S. Gurin, E.V. Edinach, H.J. Drouhin, V.I. Safarov, P.G. Baranov. J. Appl. Phys. **132**, 155703 (2022).
- [22] W. Gunsser, K. Rohwer. Phys. Stat. Sol. (b) **116**, 275 (1983).
- [23] R. Buscher, G. Lehmann. Z. Naturforsch **42a**, 67 (1987).
- [24] D. Toloman, A. Popa, M. Stan, T.D. Silipas, A.R. Biris. AIP Conference Proceedings **1700**, 060005 (2015).
- [25] В.Г. Грачев. ЖЭТФ **92**, 5, 1834 (1987). [V.G. Grachev. JETP **65**, 5, 1029 (1987)].
- [26] K. Momma, F. Izumi. J. Appl. Cryst. **44**, 1272 (2011).

Редактор Ю.Э.Кутаев