

08,04

Сверхтонкая структура в ЭПР изотопов $^{151}\text{Eu}^{2+}$ и $^{153}\text{Eu}^{2+}$ в лютеций-алюминиевом гранате

© А.П. Потапов¹, В.А. Важенин^{1,¶}, А.Г. Петросян², А.В. Фокин¹

¹ Уральский федеральный университет, Институт естественных наук и математики, Екатеринбург, Россия

² Институт физических исследований НАН РА, Армения

¶ E-mail: Vladimir.Vazhenin@urfu.ru

(Поступила в Редакцию 10 июля 2018 г.)

Исследован электронный парамагнитный резонанс ромбических центров Eu^{2+} в монокристаллах $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, легированных ионами европия с естественным содержанием изотопов. Определены параметры сверхтонкого и квадрупольного взаимодействий изотопов ^{151}Eu и ^{153}Eu этих центров.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (3.6115.2017/8.9).

DOI: 10.21883/FTT.2019.01.46901.201

1. Введение

В работах [1,2] был исследован электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) высокоспиновых ($S = 7/2$) ромбических (D_2) центров Eu^{2+} в иттрий-алюминиевом ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$) и лютеций-алюминиевом ($\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$) гранатах, легированных ионами европия с естественным содержанием изотопов (распространенность ^{151}Eu — 48%, ^{153}Eu — 52%, ядерные спины обоих $I = 5/2$). В результате были определены параметры тонкой структуры центров Eu^{2+} в указанных кристаллах в системе координат, однозначно связанной с кристаллографическими направлениями.

В структуре граната (пространственная группа $Ia\bar{3}d(O_h^{10})$) существует двенадцать структурно-эквивалентных, но различно ориентированных позиций с симметрией D_2 , занимаемых ионами европия. В магнитном резонансе наблюдаются только шесть магнитно-неэквивалентных центров Eu^{2+} (остальные шесть связаны с указанными операцией инверсии), объединяющихся в ориентациях $\mathbf{B} \parallel C_2$, $\mathbf{B} \parallel C_3$, $\mathbf{B} \parallel C_4$ (\mathbf{B} — индукция магнитного поля, C_i — кристаллографические оси) в эквивалентные группы с разным числом участников. Но даже в этих трех ориентациях магнитного поля только несколько сигналов в полях до 250 мТ демонстрировали частично разрешенную сверхтонкую структуру (СТС), которая могла быть приписана ^{151}Eu и ^{153}Eu , а большинство сигналов представляли собой бесструктурные линии с шириной порядка протяженности СТС низкополевых переходов. В результате в $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ и $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ авторам [1,2] из-за перекрытия компонент СТС удалось оценить только константу сверхтонкого взаимодействия (СТВ) для изотопа ^{151}Eu .

Результаты работы [3], в которой были исследованы монокристаллы $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, легированные европием, обогащенным изотопом ^{151}Eu до 97.5%, подтвердили правильность соотношения в [1] широких бесструктурных линий соответствующим электронным переходам

иона Eu^{2+} . Отсутствие изотопа ^{153}Eu существенно повысило разрешение в наблюдаемой СТС и на многих переходах она представляла собой классическую эквидистантную шестерку, соответствующую $I = 5/2$. Описать наблюдаемую СТС удалось изотропной сверхтонкой константой $A = -102$ МГц, влияния на структуру квадрупольного взаимодействия зарегистрировано не было.

Настоящая работа посвящена описанию СТС изотопов ^{151}Eu и ^{153}Eu в $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, которое стало возможным благодаря детальному исследованию слабоинтенсивных низкополевых переходов с разрешенной СТС.

2. Образцы и методика измерений

Исследовались монокристаллы $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, выращенные вертикальным методом Бриджмена в молибденовом тигле с использованием чистых (99.99%) исходных оксидов Lu_2O_3 , Eu_2O_3 и Al_2O_3 [2]. Для стабилизации высоких концентраций Eu^{2+} в расплав вводилась дополнительная четырехвалентная примесь в виде оксида SiO_2 . Концентрации примесей составляли 0.1 at.% для европия и 0.1 at.% для кремния.

Измерения проводились на спектрометре трехсантиметрового диапазона EMX Plus Bruker в интервале температур 120–300 К [2]. Начальное ориентирование образца производилось по спектру тригональных центров Mo^{3+} , исследованных авторами [4], финальное — с учетом угловых зависимостей положений переходов ромбических центров Gd^{3+} . Ионы молибдена и гадолиния в качестве неконтролируемой примеси присутствуют в кристалле и дают интенсивные спектры.

3. Результаты измерений и их обсуждение

Спектр ЭПР в лютеций-алюминиевом гранате при 120К и $\mathbf{B} \parallel C_2$ в диапазоне до 200 мТ показан на

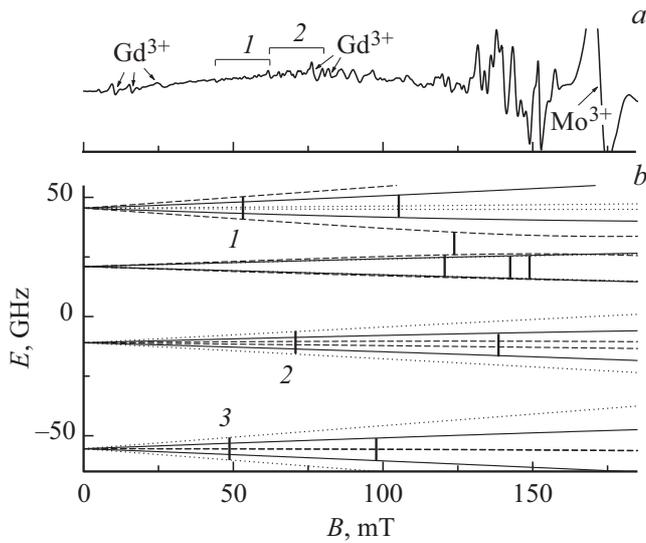


Рис. 1. Экспериментальный спектр (а) и расчетные уровни энергии и переходы (b) центров Eu^{2+} в $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ при $\mathbf{B} \parallel C_2$, $\mathbf{B}_1 \parallel C_2$ и 120 К на частоте 9451.7 МГц. Сплошные кривые — для четырех центров с $\theta = 60^\circ$, штриховые и пунктирные — для одиночных с $\theta = 0^\circ$ и 90° соответственно.

рис. 1, а. В этой ориентации из шести наблюдаемых ромбических центров Eu^{2+} четыре эквивалентны (с $\theta = 60^\circ$), а два оставшихся являются одиночными с $\theta = 0^\circ$ и $\theta = 90^\circ$. Уровни энергии этих трех групп центров, рассчитанные с константами из [2], а также все возможные переходы на частоте 9451.7 МГц в приближении изотопа с нулевым ядерным спином представлены на рис. 1, b. Видно, что интенсивная частично разрешенная СТС в диапазоне магнитных полей (85–160) мТ на рис. 1, а формируется семью переходами, большая часть которых еще и четырехкратно вырождена. Это делает практически невозможным отнесение наблюдаемых сигналов компонентам СТС изотопов европия (особенно ^{153}Eu) на соответствующих переходах.

В диапазоне полей (40–80) мТ ситуация другая. Здесь наблюдаемая СТС, выделенная на рис. 1, а квадратными горизонтальными скобками, обусловлена двумя одиночными переходами, обозначенными цифрами 1 ($\theta = 0^\circ$) и 2 ($\theta = 90^\circ$). И хотя в эту же область попадают ЭПР-переходы ионов Gd^{3+} , малая ширина компонент СТС вследствие больших дифференциальных g -факторов переходов 1 и 2, позволяет различить компоненты СТС обоих изотопов. Влиянием перехода 3 (рис. 1, b) можно пренебречь, так как его вероятность на 2 порядка меньше, чем переходов 1 и 2. Отметим также, что согласно расчетам, относительные интенсивности компонент СТС переходов 1 и 2 сильно зависят от ориентации переменного высокочастотного магнитного поля \mathbf{B}_1 .

Сверхтонкая структура переходов 1 и 2 при 120 К, $\mathbf{B} \parallel C_2$, $\mathbf{B}_1 \parallel C_3$ в другом масштабе представлена на рис. 2. Для ее описания спиновый гамильтониан ромбической симметрии, использованный для спектров Eu^{2+}

в гранатах [1,2], был дополнен членами ответственными за СТС

$$H_{hfs} = A_z S_z I_z + A_x S_x I_x + A_y S_y I_y + Q_z \left(I_z^2 - \frac{1}{3} I(I+1) \right) + \frac{1}{3} Q_{xy} (I_x^2 - I_y^2) - g_n \beta_n (\mathbf{B} \mathbf{I}), \quad (1)$$

где A_x , A_y , A_z — параметры сверхтонкого взаимодействия, Q_{xy} , Q_z — квадрупольного взаимодействия [5], g_n и β_n — ядерные g -фактор (^{151}Eu $g_n = 1.3856$, ^{153}Eu $g_n = 0.612$ [6]) и магнетон, S_i и I_i — операторы проекций ядерного и электронного спинов. Оси z и y используемой системы координат, аналогично [2], совпадают с осями второго порядка группы симметрии позиции D_2 , параллельными осям C_2 кристалла, ось x параллельна третьей оси C_2 группы D_2 и оси C_4 кристалла.

На рис. 2 хорошо видно, что на каждом из представленных переходов легко выделяются шесть практически эквидистантных компонент с интервалом ≈ 3.7 мТ, которые при учете величины сверхтонкой константы $A \approx -100$ МГц [2] логично приписать изотопу ^{151}Eu . Минимизацией среднеквадратичного отклонения расчетных и экспериментальных частот в резонансных магнитных полях 12 компонент СТС для изотопа ^{151}Eu с использованием матрицы энергии 48 порядка ($(2S+1) \times (2I+1)$) получено: $A_y \approx A_z \approx -102$ МГц. Возможность описания положений компонент СТС только одной константой A и практически равные интервалы между компонентами на переходах 1 и 2 однозначно свидетельствуют, что для изотопа ^{151}Eu квадрупольные константы Q_z и Q_{xy} много меньше A и на структуру этих двух переходов влияния не оказывают. Расчетные

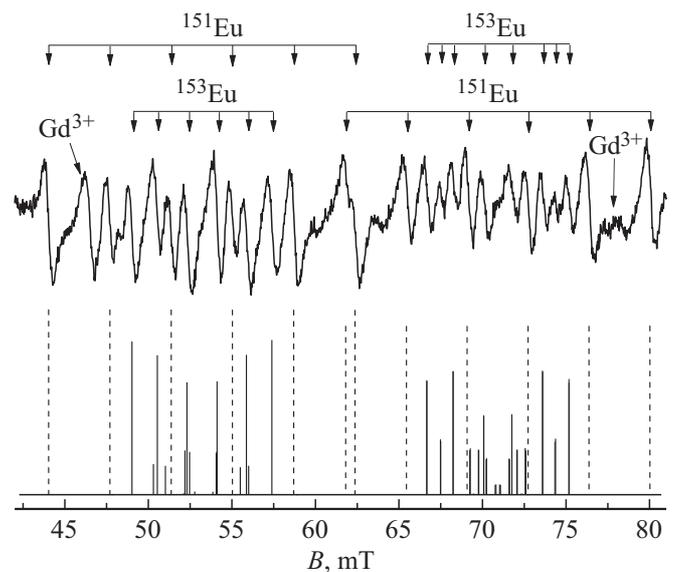


Рис. 2. СТС переходов 1 и 2 (рис. 1) при 120 ($\mathbf{B} \parallel C_2$, $\mathbf{B}_1 \parallel C_3$) и расчетные положения и интенсивности компонента СТС (штриховые вертикальные отрезки — для изотопа ^{151}Eu , сплошные — для ^{153}Eu).

положения и интенсивности компонент СТС изотопа ^{151}Eu показаны на рис. 2 штриховыми вертикальными отрезками.

СТС изотопа ^{153}Eu на переходах 1 и 2, по сравнению с ^{151}Eu , выглядит по-другому. На переходе 1 наблюдается также шесть интенсивных, но уже не эквидистантных компонент (интервалы между крайними компонентами примерно на 0.3 мТ меньше, чем три средних), а на переходе 2 — восемь интенсивных наблюдаемых компонент (рис. 2). Для описания СТС ^{153}Eu сначала воспользуемся табличным отношением ядерных магнитных моментов $^{151}\mu/^{153}\mu = 2.264$ [6] и предположим, что $^{153}A = ^{151}A/2.264 = -45$ МГц. Расчет СТС ^{153}Eu на переходах 1 и 2 только с этой константой сверхтонкого взаимодействия естественно дает эквидистантные шестерки компонент, что противоречит эксперименту. И, следовательно, имеет место заметный вклад в СТС квадрупольного взаимодействия. Для перехода 1, наблюдаемого в ориентации $\mathbf{B} \parallel C_2 \parallel \mathbf{z}$, параметром гамильтониана (1), нарушающим эквидистантность секстета сигналов, может быть только Q_{xy} . Минимизацией среднеквадратичного отклонения расчетных и экспериментальных частот в шести резонансных полях перехода 1 получено: $^{153}Q_{xy} = \pm 56$ МГц.

Для ^{153}Eu на переходе 2 расчет только с константами ^{153}A и $^{153}Q_{xy}$ уже дает СТС похожую на экспериментальную. После включения в процедуру оптимизации параметра Q_z минимум среднеквадратичного отклонения в 14 резонансных полях, отмеченных стрелками на рис. 2 для ^{153}Eu , был достигнут при значениях параметров $^{153}Q_z = \mp 10.2$ МГц и $^{153}Q_{xy} = \pm 56.5$ МГц (т.е. Q_z и Q_{xy} оказались разного знака). Расчетные положения и интенсивности всех компонент СТС для ^{153}Eu показаны на рис. 2 сплошными вертикальными отрезками. Видно, что расчетное число компонент СТС с заметной вероятностью гораздо больше, чем число экспериментально наблюдаемых. Это противоречие снимается при учете ширины экспериментальных линий. На рис. 3 для примера представлены экспериментальная и симулированная части СТС на переходе 2. Для исключения маскирующего влияния линий Gd^{3+} и частичного наложения СТС двух переходов (рис. 2) симуляция на рис. 3 демонстрируется в ограниченном четырьмя средними компонентами ^{151}Eu диапазоне. Лучшее согласие расчета и эксперимента обеспечивает симуляция при использовании гауссовой формы линии с шириной $\Delta B_{pp} \approx 0.54$ мТ. Инверсия знаков Q_z и Q_{xy} не приводит к заметному изменению симулированного спектра СТС (так же, как и величины среднеквадратичного отклонения по 14 экспериментальным точкам).

Успешное применение отношения ядерных магнитных моментов $^{151}\mu/^{153}\mu$ для описания СТС изотопа ^{153}Eu инициировало попытку оценить аналогичным способом величины квадрупольного взаимодействия ^{151}Eu . Для этого воспользуемся табличным отношением ядерных квадрупольных моментов $^{151}Q/^{153}Q = 0.393$ [6] и положим, что $^{151}Q_z = ^{153}Q_z \times 0.393 = 4$ МГц, а

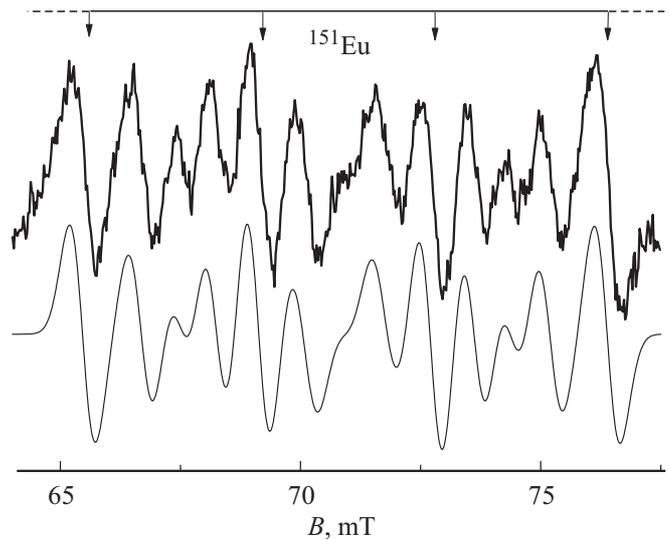


Рис. 3. Часть экспериментальной и симулированной СТС перехода 2 (рис. 2).

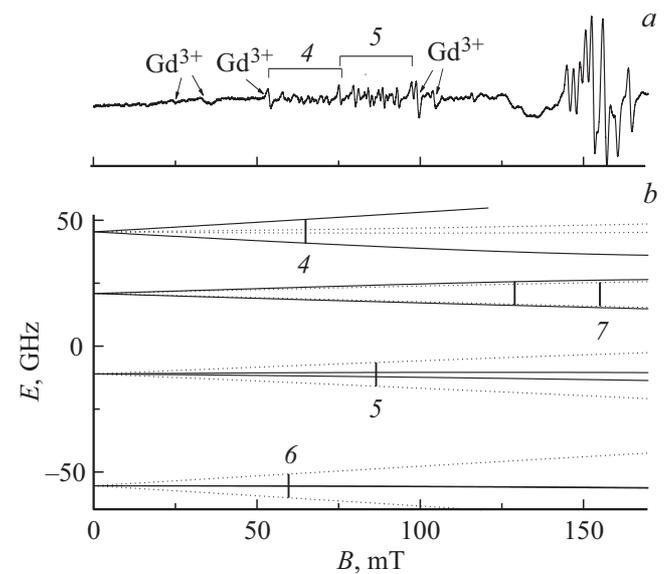


Рис. 4. Экспериментальный спектр (а), расчетные уровни энергии и переходы (б) центров Eu^{2+} в $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ при $\mathbf{B} \parallel C_3$, $\mathbf{B}_1 \parallel C_2$ и 120 К на частоте 9451.6 МГц. Сплошные кривые — для трех центров с $\theta = 35.3^\circ$, пунктирные — для трех с $\theta = 90^\circ$.

$^{151}Q_{xy} = ^{153}Q_{xy} \times 0.393 = -22.2$ МГц. Выбор именно такой пары знаков будет объяснен ниже. Расчет СТС ^{151}Eu на переходах 1 и 2 (рис. 2) с учетом полученных значений $^{151}Q_z$ и $^{151}Q_{xy}$ дает нерегистрируемые в эксперименте смещения положений некоторых из 12 компонент (максимум на 0.02 мТ). Этот факт подтверждает сделанный ранее вывод о возможности описания СТС ^{151}Eu на переходах 1 и 2 без учета квадрупольного взаимодействия, но ничего не говорит о величине и знаках квадрупольных констант.

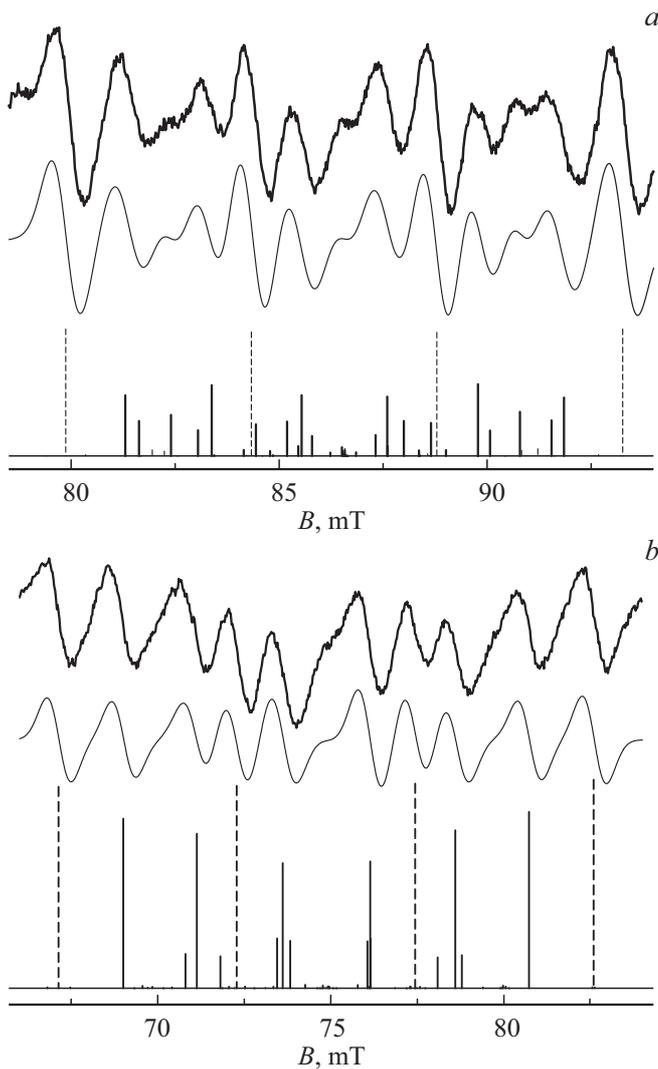


Рис. 5. Экспериментальные и симулированные части СТС: *a* — в ориентации $\mathbf{V} \parallel C_3$, $\mathbf{B}_1 \parallel C_2$ для перехода 5 (рис. 4), *b* — в ориентации $\mathbf{V} \parallel C_4$, $\mathbf{B}_1 \parallel C_2$ для перехода аналогичного 1 (рис. 1) и 4 (рис. 4), но с $\theta = 45^\circ$. Расчетные положения и интенсивности для изотопа ^{151}Eu — штриховые вертикальные отрезки, для изотопа ^{153}Eu — сплошные.

Для подтверждения корректности использования отношений квадрупольных и магнитных моментов обратимся к переходам в других ориентациях магнитного поля. При $\mathbf{V} \parallel C_3$ и $\mathbf{V} \parallel C_4$ в спектрах ЭПР Eu^{2+} в полях до 150 мТ также наблюдается по два перехода с достаточно разрешенной СТС от обоих изотопов, причем это переходы между теми же уровнями энергии, что и на рис. 1, *b*. В обеих этих ориентациях шесть ромбических центров Eu^{2+} объединяются в две группы: четыре эквивалентных центра с $\theta = 45^\circ$ и два с $\theta = 90^\circ$ при $\mathbf{V} \parallel C_4$, по три с $\theta = 35.3^\circ$ и с $\theta = 90^\circ$ при $\mathbf{V} \parallel C_3$. Для примера на рис. 4 представлены экспериментальный спектр, расчетные уровни энергии и положения переходов в ориентации $\mathbf{V} \parallel C_3$. Более того оказалось, что СТС переходов 4 и 5 имеет практически такую же (за

исключением интервалов между компонентами) наблюдаемую структуру, что и на переходах 1 и 2 (рис. 2), то есть по шесть интенсивных эквидистантных компонент для ^{151}Eu , шесть не эквидистантных на переходе 4 и восемь на переходе 5 для ^{153}Eu . Аналогичную структуру имеют соответствующие переходы и при $\mathbf{V} \parallel C_4$.

Конечно, расчет СТС в этих обеих ориентациях показывает гораздо большее количество компонент с отличной от нуля интенсивностью, чем регистрируется, но симуляция с гауссовой формой линий шириной ≈ 0.7 мТ дает наблюдаемую структуру (рис. 5). По приведенным выше причинам результат симуляции на рис. 5 также демонстрируется в ограниченном четырех средних компонентами ^{151}Eu диапазоне. Но как при $\mathbf{V} \parallel C_3$, так и при $\mathbf{V} \parallel C_4$ симулированная СТС на всех четырех переходах не дает возможности однозначно выбрать комбинацию знаков квадрупольных констант Q_z и Q_{xy} .

Как ни странно, но разрешить проблему знаков удалось с помощью изотопа ^{151}Eu , влияния на СТС которого квадрупольных констант до сих пор практически не было заметно. В ориентации $\mathbf{V} \parallel C_3$ кроме переходов 4 и 5 есть еще переход 7 с частично разрешенной СТС (рис. 4). Очевидно, что наблюдаемая структура этого перехода сформирована наложением компонент СТС двух изотопов, но вследствие большей сверхтонкой константы у изотопа ^{151}Eu , за крайние компоненты структуры отвечает именно этот изотоп. На рис. 6 представлен расчет положений и интенсивностей компонент СТС на переходе 7 для двух соотношений знаков констант Q_z и Q_{xy} обоих изотопов с приведенными выше значениями: „минус-плюс“ (рис. 6, *a*) и „плюс-минус“ (рис. 6, *b*). В первую очередь обращает на себя внимание разность в положениях и интенсивностях двух групп

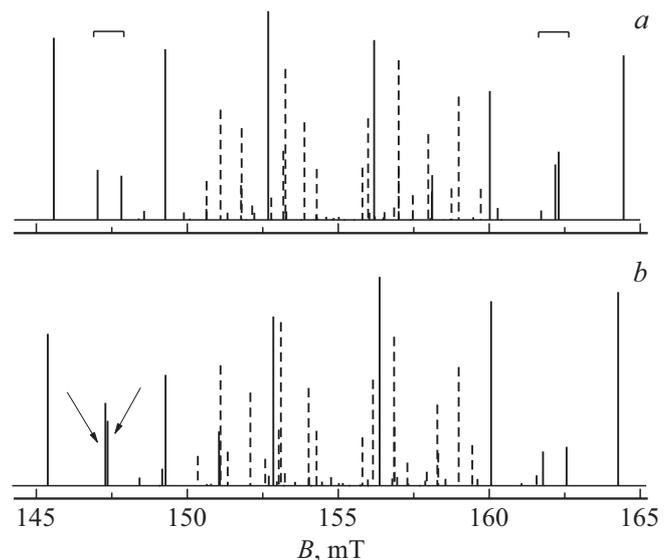


Рис. 6. Расчетные положения и интенсивности (сплошные вертикальные отрезки для изотопа ^{151}Eu , штриховые — для ^{153}Eu) компонент СТС перехода 7 (рис. 4) при соотношении знаков квадрупольных констант Q_z и Q_{xy} для обоих изотопов „минус-плюс“ (*a*) и „плюс-минус“ (*b*).

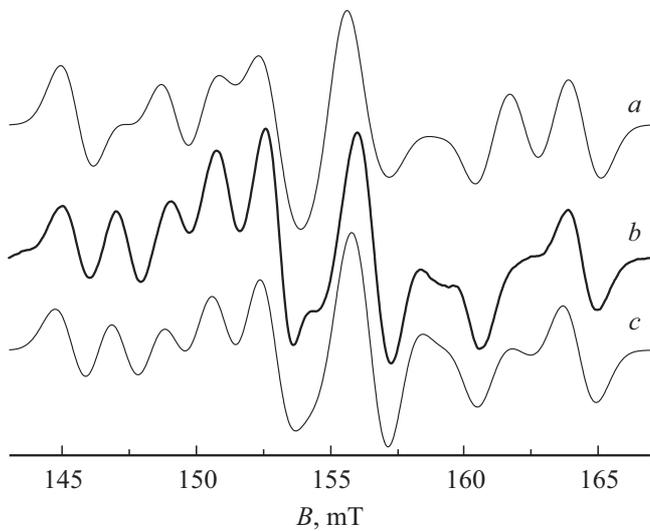


Рис. 7. Экспериментальный (b) и симулированные спектры перехода 7 (рис. 4) при соотношениях знаков квадрупольных констант Q_z и Q_{xy} для обоих изотопов „минус-плюс“ (a) и „плюс-минус“ (c).

компонент СТС изотопа ^{151}Eu , помеченных на рис. 6 горизонтальными квадратными скобками. Их существование приведет к появлению только с одной из сторон структуры дополнительной наблюдаемой компоненты, соизмеримой по величине с шестью основными для ^{151}Eu . Смена знака квадрупольных констант, как видно на рис. 6, существенно влияет и на результат расчета СТС для изотопа ^{153}Eu . Однако с учетом большого числа компонент, их ширины и фактического наложения на средние компоненты СТС ^{151}Eu , изменение знаков для этого изотопа приведёт только к изменениям в интенсивностях центральной группы.

Симулированные спектры СТС перехода 7 (гауссова форма линии с шириной $\approx 1.25\text{ мТ}$) представлены на рис. 7. Сравнение с экспериментально регистрируемой структурой (спектр b на рис. 7) однозначно свидетельствует в пользу соотношения знаков квадрупольных констант „плюс-минус“, то есть константы Q_z обоих изотопов имеют положительный знак, а константы Q_{xy} — отрицательный.

В ориентациях $\mathbf{V} \parallel C_2$ и $\mathbf{V} \parallel C_4$ также есть переходы с частично разрешенной СТС между теми же уровнями энергии, что и у перехода 7 при $\mathbf{V} \parallel C_3$ (рис. 4). Но либо расчет для некоторых из них не показывает заметной зависимости от знаков квадрупольных констант, либо экспериментальная регистрация такой зависимости затруднена наложением СТС других переходов (рис. 1). Таким образом, только вид СТС на переходе 7 при $\mathbf{V} \parallel C_3$ дает возможность определить квадрупольные константы для ^{151}Eu .

В работе [2] для определения параметров начального расщепления ионов Eu^{2+} в $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ было использовано приближение „гипотетического“ иона европия с нулевым ядерным спином. За резонансные положения

переходов брались положения „центров“ часто несимметричных СТС и центров широких бесструктурных линий, что естественно привело к погрешностям в определении параметров спинового гамильтониана b_{nm} (в определении [7]). Идентификация компонент СТС слабоинтенсивных низкополевых переходов позволила использовать для определения параметров тонкой структуры резонансные положения этих компонент. Наиболее подходящим для этих целей является изотоп ^{151}Eu , так как наиболее точно резонансные положения крайних компонент СТС именно этого изотопа могут быть измерены на большем числе переходов.

Параметры, полученные численной минимизацией среднеквадратичного отклонения экспериментальных и расчетных частот в резонансных магнитных полях компонент СТС ^{151}Eu , приведены в табл. 1. Используемые экспериментальные данные представлены тремя ориентациями магнитного поля относительно кристаллографических осей, но семью ориентациями магнитного поля относительно осей центра (три при $\mathbf{V} \parallel C_2$, две при $\mathbf{V} \parallel C_3$ и две при $\mathbf{V} \parallel C_4$). Ошибки в параметрах рассчитывались способом, описанным в [8]. Сравнение с результатами работы [2], также представленными в табл. 1, показывает заметные изменения некоторых констант, однако необходимо иметь в виду, что определение параметров в этих двух случаях велось по существенно разным наборам данных. Большая величина ошибок в параметрах при малом среднеквадратичном отклонении

Таблица 1. Параметры спинового гамильтониана b_{nm} и среднеквадратичные отклонения расчетных частот от экспериментальных $F(N)$ (N — число использованных экспериментальных точек) ромбических центров Eu^{2+} в $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ при 120 К, b_{nm} и $F(N)$ приведены в МГц

Параметры	[2]	Настоящая работа
g	1.9905	1.9905
b_{20}	5910	5925(9)
b_{22}	9831	9905(14)
b_{40}	-208	-204(4)
b_{42}	41	33(11)
b_{44}	844	817(19)
$F(N)$	45(26)	6(49)

Таблица 2. Параметры спинового гамильтониана (1) и среднеквадратичные отклонения расчетных частот от экспериментальных $F(N)$ (N — число использованных экспериментальных точек) для изотопов ^{151}Eu и ^{153}Eu в $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ при 120 К

Параметры, МГц	^{151}Eu	^{153}Eu
A_x	-102(2)	-45(1)
A_y	-102(1)	-45(1)
A_z	-102(1)	-45(1)
Q_{xy}	-21(5)	-56(5)
Q_z	4(3)	10(3)
$F(N)$	6(49)	6(42)

(таблица 1) обусловлена использованием резонансных магнитных полей СТС компонент только внутридублетных переходов (рис. 1, рис. 4), относительно „слабо“ чувствующих параметры b_{nm} [9].

Использование комплексной матрицы энергии 48-го порядка позволяет определять параметры, ответственные за СТС, в единой процедуре с определением параметров, ответственных за тонкую структуру спектров ЭПР. Параметры гамильтониана (1) для двух изотопов Eu^{2+} представлены в табл. 2. Т.к. для изотопа ^{153}Eu нет экспериментальных данных в ориентации $\mathbf{B} \parallel \mathbf{x}$, величина A_x и ее ошибка приписаны по аналогии с A_y и A_z . Видно, что константы, полученные в процедуре минимизации по всем экспериментальным данным, хорошо согласуются с их значениями, предсказанными выше с использованием отношений ядерных квадрупольных и магнитных моментов. Относительно большие ошибки в квадрупольных константах (в первую очередь для изотопа ^{151}Eu), компенсируются хорошим соответствием экспериментального и симулированного спектров (рис. 7), особенно применительно к положению, ширинам и интенсивностям компонент, помеченных на рис. 6, b наклонными стрелками.

4. Заключение

В монокристаллах $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, легированных европием с естественным содержанием изотопов, в результате исследования слабоинтенсивных внутридублетных переходов определены параметры (как величины, так и знаки) сверхтонкого и квадрупольного взаимодействий, описывающие СТС спектра ЭПР изотопов ^{151}Eu и ^{153}Eu . Продемонстрирована возможность применения табличных отношений ядерных квадрупольных и магнитных моментов изотопов для оценки (по крайней мере первоначальной) неизвестных параметров одного изотопа по соответствующим известным параметрам другого.

Измерения проведены на спектрометре Центра коллективного пользования „Современные нанотехнологии“ Уральского федерального университета.

Список литературы

- [1] В.А. Важенин, А.П. Потапов, Г.Р. Асатрян, Ю.А. Успенская, А.Г. Петросян, А.В. Фокин. ФТТ **58**, 1573 (2016).
- [2] В.А. Важенин, А.П. Потапов, Г.Р. Асатрян, А.Г. Петросян, А.В. Фокин, М.Ю. Артемов. ФТТ **59**, 1323 (2017).
- [3] В.А. Важенин, А.П. Потапов, Г.Р. Асатрян, А.Г. Петросян, К.Л. Ованесян, А.В. Фокин, Г.С. Шакуров. ФТТ **58**, 2406 (2016).
- [4] Э.Г. Шароян, О.С. Торосян, А.Г. Петросян, Э.А. Маркосян. Изв. АН Армянской ССР. Физика **12**, 62 (1977).
- [5] М.Л. Мейльман, М.И. Самойлович. Введение в спектроскопию ЭПР активированных монокристаллов. Атомиздат, М. (1977). 272 с.
- [6] Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. И.К. Киикоина. Атомиздат, М. (1976). 1008 с.

- [7] С.А. Альтшулер, Б.М. Козырев. Электронный парамагнитный резонанс. Наука, М. (1972). С. 121.
- [8] В.А. Важенин, А.П. Потапов, А.Д. Горлов, В.А. Чернышев, С.А. Казанский, А.И. Рыскин. ФТТ **48**, 644 (2006).
- [9] В.А. Важенин, А.П. Потапов, А.В. Фокин, М.Ю. Артемов, В.И. Козловский. ФТТ **60**, 1365 (2018).

Редактор К.В. Емцев