

# Перестраиваемая высокочастотная ЭПР-спектроскопия кристаллов $\text{LiYF}_4$ и $\text{LiLuF}_4$ , активированных редкоземельными ионами

© Г.С. Шакуров, Б.З. Малкин\*, М.В. Ванюнин\*, С.Л. Кораблева\*

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Российской академии наук,  
420029 Казань, Россия

\* Казанский государственный университет,  
420008 Казань, Россия

E-mail: shakurov@kfti.knc.ru

Измерены спектры ЭПР изоструктурных кристаллов  $\text{LiYF}_4$  и  $\text{LiLuF}_4$ , активированных ионами  $\text{Dy}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$  и  $\text{Ho}^{3+}$ , при температуре 4.2 К в области частот 40–800 GHz. Обнаружены и исследованы эффекты, обусловленные изотопическим беспорядком в литиевых подрешетках, случайным кристаллическим полем и взаимодействием между примесными парамагнитными ионами. Результаты измерений использованы для определения спектральных характеристик исследованных соединений и параметров кристаллического поля. Показано, что доминирующую роль в формировании изотопической структуры сигналов ЭПР играют индуцированные дефектами массы локальные деформации кристаллической решетки.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (проект РНП 2.1.1.7348) и грантом ВНШ.-6213.2006.2.

PACS: 71.70.Ej, 75.10.Dg, 76.30.Kg

## 1. Введение

Спектральные и магнитные свойства активированных редкоземельными (РЗ) ионами кристаллов двойных фторидов лития–иттрия и лития–лютеция интенсивно исследуются уже в течение нескольких десятилетий. Эти кристаллы являются модельными системами в теоретической спектроскопии и широко используются как эффективные лазерные материалы. Использование субмиллиметровой техники электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) дает возможность изучать квантовые переходы между подуровнями основных мультиплетов РЗ-ионов, расщепленных в кристаллическом поле (КП). Из анализа полевых зависимостей частот резонансных переходов, структуры и ширины спектральных линий можно получить информацию о параметрах КП, пространственной структуре парамагнитного центра и взаимодействиях между парамагнитными ионами.

Кристаллы  $\text{LiYF}_4$  и  $\text{LiLuF}_4$  имеют тетрагональную структуру (пространственная группа  $I4_1/a$ ), примесные РЗ-ионы замещают ионы  $\text{Y}^{3+}$  и  $(\text{Lu}^{3+})$  в узлах с локальной симметрией  $S_4$ . Мультиплеты незаполненной электронной  $4f^n$ -оболочки некрамерсовых РЗ-ионов с четным  $n$  расщепляются в КП на синглеты (отвечающие неприводимым представлениям  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  точечной группы  $S_4$ ) и дублеты  $\Gamma_{34}$ ; спектр крамерсовых ионов состоит из дублетов  $\Gamma_{56}$  и  $\Gamma_{78}$ . Внешнее постоянное магнитное поле  $\mathbf{B}$  смещает штарковские подуровни мультиплетов и расщепляет дублеты. Переменное магнитное поле  $\mathbf{B}_1(t)$  частоты  $\omega$  может индуцировать резонансные переходы как между подуровнями одного дублета, так и между подуровнями различных дублетов, а также переходы дублет–синглет и синглет–синглет. Ранее высокочастотные спектры ЭПР были измерены в концентрированных РЗ-кристаллах  $\text{LiRF}_4$  ( $R = \text{Tb}, \text{Er}, \text{Ho}$ ) [1] и в раз-

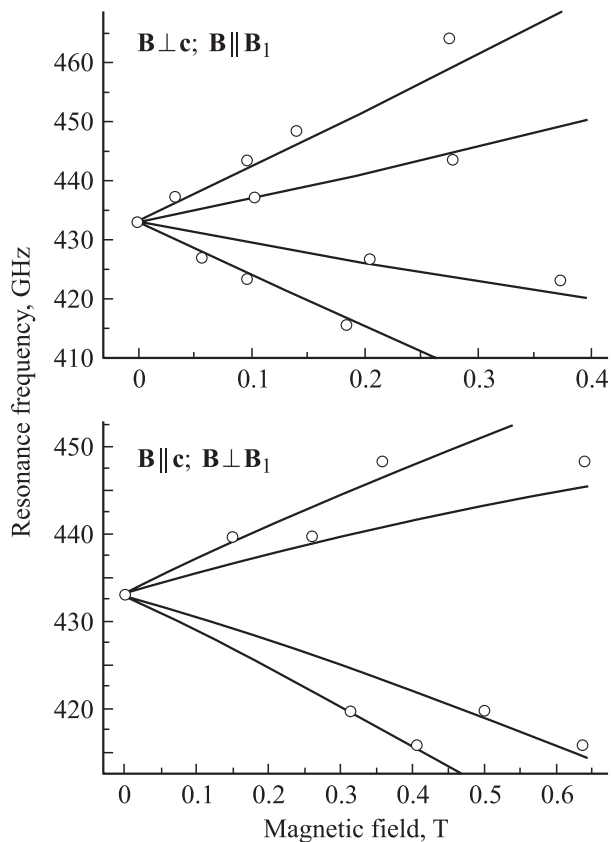
бавленном парамагнетике  $\text{LiYF}_4:\text{Ho}^{3+}$  [2,3]. В работе [3] нами была обнаружена тонкая структура сигналов ЭПР, обусловленная изотопическим беспорядком в литиевых подрешетках, идентифицированы линии парных центров, определены характеристики случайного КП низкой симметрии. В настоящей работе приводятся результаты дополнительного экспериментального и теоретического исследования спектров ЭПР монокристаллов  $\text{LiYF}_4$  и  $\text{LiLuF}_4$  с различными концентрациями примесных РЗ-ионов в расширенной области частот.

## 2. Результаты измерений

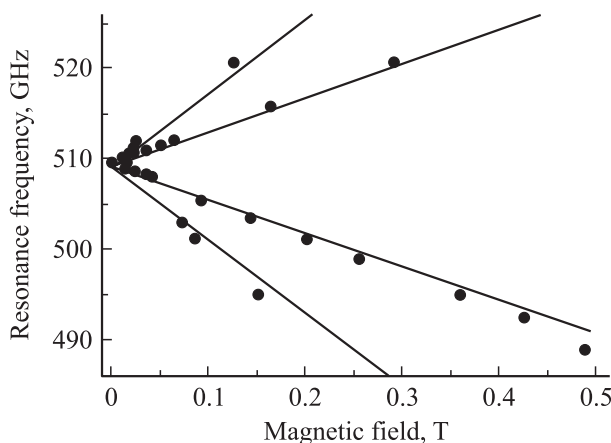
Измерения были выполнены на ЭПР-спектрометре с использованием ламп обратной волны в качестве генераторов в диапазоне частот 40–800 GHz при температуре 4.2 К в постоянном магнитном поле с напряженностью до 1 Т (детальное описание спектрометра приведено в работе [4]). Исследованы монокристаллы  $\text{LiYF}_4:\text{Ho}$  (0.1%, 1%),  $\text{LiLuF}_4:\text{Ho}$  (0.1%, 1%, 2%, 3%),  $\text{LiYF}_4:\text{Er}$  (0.025%) и  $\text{LiYF}_4:\text{Dy}$  (0.05%, 0.02%, 0.005%) с естественным содержанием изотопов лития  $^6\text{Li}$  (7.4%) и  $^7\text{Li}$  (92.6%), выращенные по методу Бриджмена–Стокбаргера, и изотопически обогащенные образцы  $^7\text{LiYF}_4:\text{Ho}$  (0.1%) и  $^7\text{Li}_{0.1}^6\text{Li}_{0.9}\text{YF}_4:\text{Ho}^{3+}$  (0.1%), изученные ранее методами оптической спектроскопии [5].

В спектрах ЭПР кристаллов  $\text{LiYF}_4:\text{Dy}^{3+}$  и  $\text{LiYF}_4:\text{Er}^{3+}$  наблюдались сигналы, отвечающие как переходам между подуровнями основного дублета ( $\Gamma_{56}-\text{Dy}^{3+}$ ,  $\Gamma_{78}-\text{Er}^{3+}$ ), так и между подуровнями основного и первого возбужденного дублетов. Эксперименты выполнены в скрещенных ( $\mathbf{B}_1 \perp \mathbf{B}$ ) и коллинеарных ( $\mathbf{B}_1 \parallel \mathbf{B}$ ) полях; интенсивности спектральных

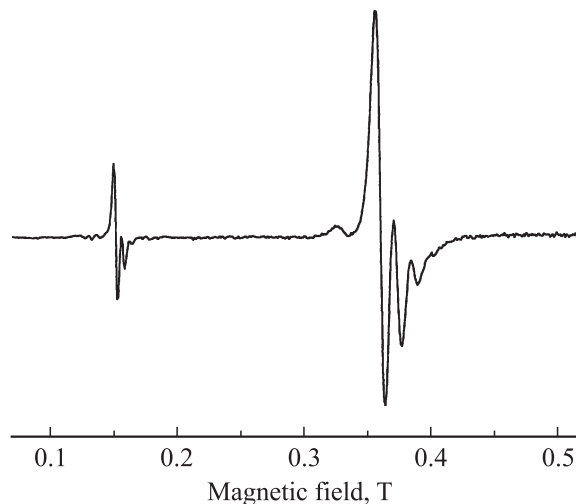
линий на переходах дублет—дублет существенно зависят от взаимной ориентации постоянного и переменного полей. Сигналы, соответствующие резонансу в основном дублете, содержат интенсивную центральную линию



**Рис. 1.** Частоты переходов между зеемановскими подуровнями основного и первого возбужденного дублетов ионов  $Dy^{3+}$  в кристалле  $LiYF_4$ . Точки — данные измерений, сплошные линии — результаты вычислений с параметрами КП, приведенные в таблице.



**Рис. 2.** Резонансные частоты переходов между подуровнями двух нижних дублетов ионов  $Er^{3+}$  в кристалле  $LiYF_4$  в зависимости от магнитного поля  $B \parallel c$ . Точки — данные измерений, сплошные линии — результаты вычислений.



**Рис. 3.** Изотопическая структура линий ЭПР в кристалле  $LiYF_4:Er^{3+}$  (0.025%) на частоте 495 GHz (переходы дублет—дублет) в магнитном поле  $B \parallel c$ .

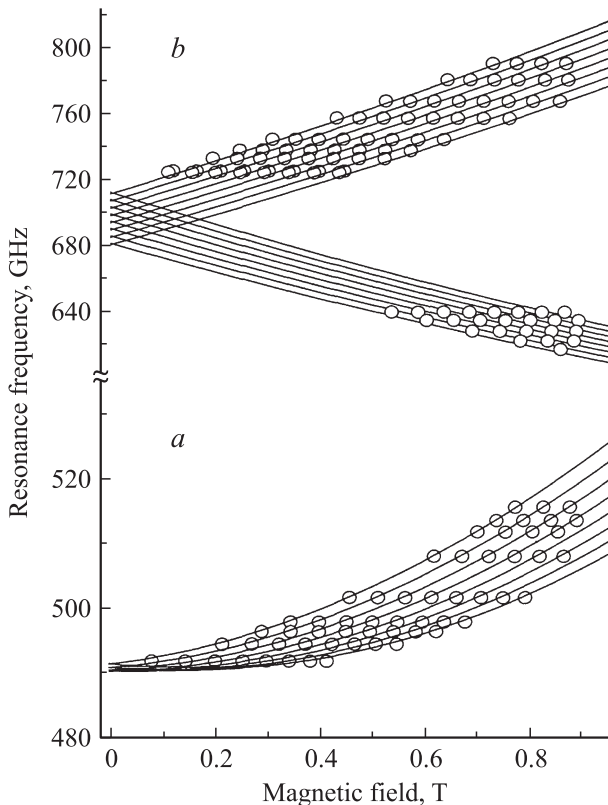
четных изотопов и разрешенную сверхтонкую структуру нечетных изотопов  $^{161}Dy$  (18.9%) и  $^{163}Dy$  (25%) с ядерным спином  $I = 5/2$ ,  $^{167}Er$  (24.4%) с ядерным спином  $I = 7/2$ . Сверхтонкая структура линии ЭПР наблюдается и на переходах дублет—дублет в ионах  $Dy^{3+}$ . Зависимости частот сигналов от величины и ориентации постоянного магнитного поля (рис. 1, 2) удовлетворительно согласуются с измеренными ранее величинами  $g$ -факторов основных и первых возбужденных дублетов ионов  $Er^{3+}$  и  $Dy^{3+}$  [6,7]. Энергии возбужденных дублетов ( $\Gamma_{78}$ ,  $433.2 \pm 1$  GHz и  $\Gamma_{56}$ ,  $510 \pm 1$  GHz, в спектрах  $Dy^{3+}$  и  $Er^{3+}$  соответственно) определены непосредственно по частоте сигналов ЭПР в нулевом магнитном поле и согласуются с данными оптических исследований [8]. Следует заметить, что частоты переходов дублет—дублет изменяются при вращении постоянного магнитного поля вокруг оси симметрии кристаллической решетки.

На переходах дублет—дублет в спектрах кристалла  $LiYF_4:Er^{3+}$  впервые наблюдалась тонкая структура линий ЭПР с интервалами  $500 \pm 50$  MHz (рис. 3), подобная наблюдавшейся ранее структуре оптических спектральных линий [9]. Эта структура, обусловленная изотопическим беспорядком в литиевых подрешетках, детально обсуждается далее.

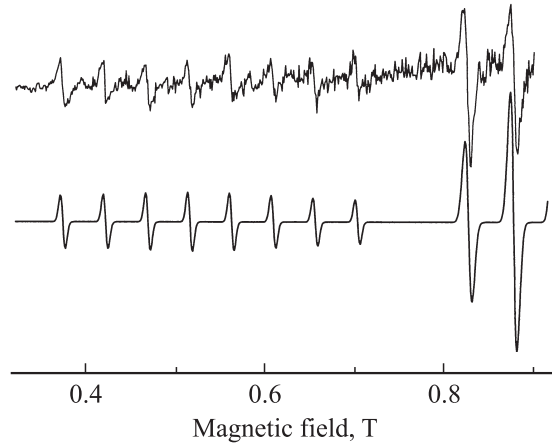
Форма сигналов ЭПР кристаллов  $LiYF_4:Ho^{3+}$  и  $LiLuF_4:Ho^{3+}$  существенно отличается от спектров эрбия и диспрозия, в которых доминируют линии четных изотопов, поскольку имеется только один изотоп  $^{165}Ho$  с ядерным спином  $I = 7/2$  и с наибольшей среди РЗ-элементов константой магнитного сверхтонкого взаимодействия в основном мультиплете  $^5I_8$ . Магнитная сверхтонкая структура наблюдалась во всех зарегистрированных сигналах ЭПР, отвечающих четырем типам переходов: между зеемановскими подуровнями основно-

го дублета, между подуровнями основного дублета и первых двух возбужденных синглетов, а также между подуровнями этих синглетов. Наиболее простой вид (восемь почти эквидистантных линий) сверхтонкая структура имеет при ориентации постоянного магнитного поля вдоль оси симметрии решетки  $c$ . Если  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ , переходы дублет–синглет разрешены в скрещенных постоянном и переменном полях, переходы синглет–синглет разрешены в коллинеарных полях. Измеренные полевые зависимости частот разрешенных переходов синглет–синглет и дублет–второй синглет в кристалле  $\text{LiYF}_4:\text{Ho}^{3+}$  представлены на рис. 4. Верхние восемь и нижние восемь ветвей в спектре частот на рис. 4,  $b$  отвечают соответственно переходам с нижних и верхних сверхтонких подуровней основного дублета с  $g_{\parallel} = 13.3$  и  $g_{\perp} = 0$ . В нулевом магнитном поле энергии возбуждения синглетов равны  $6.85$  и  $23.2 \text{ cm}^{-1}$  (эти величины совпадают с данными, полученными методами оптической спектроскопии высокого разрешения [10]). В кристалле  $\text{LiLuF}_4:\text{Ho}^{3+}$  соответствующие энергии равны  $5.92$  и  $26 \text{ cm}^{-1}$  и  $g_{\parallel} = 12.7$  (ранее энергия возбуждения первого синглета была определена в работе [11]).

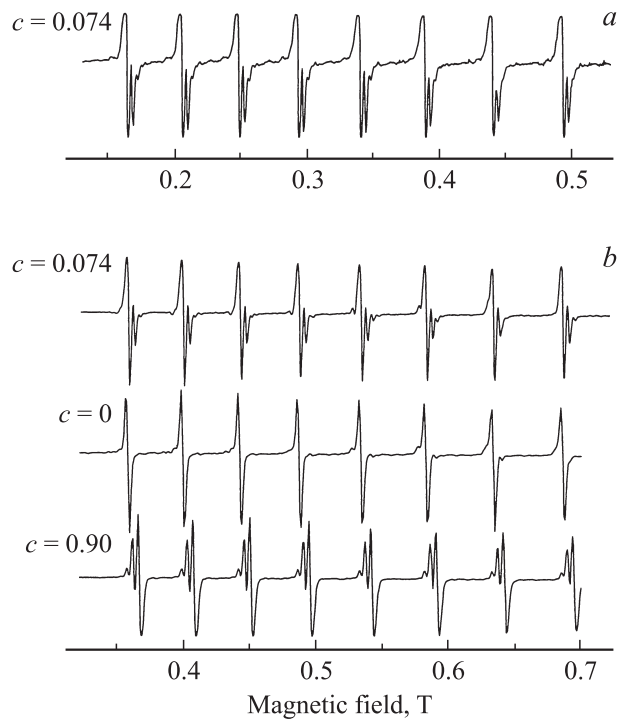
Вследствие смешивания волновых функций основного дублета с волновыми функциями синглетов магнитным



**Рис. 4.** Частоты резонансных переходов между сверхтонкими подуровнями синглетов  $G_2^1$  и  $G_2^2$  ( $a$ ), основного дублета  $G_{34}$  и синглета  $G_2^2$  ( $b$ ) в зависимости от постоянного магнитного поля, параллельного оси  $c$ , в кристалле  $\text{LiYF}_4:\text{Ho}$ . Точки — данные измерений, сплошные линии соответствуют вычисленным частотам переходов.



**Рис. 5.** Спектр ЭПР кристалла  $\text{LiYF}_4:\text{Ho}^{3+}(1\%)$  и вычисленная производная спектра поглощения на частоте  $100 \text{ GHz}$  при температуре  $4.2 \text{ K}$  в коллинеарных постоянном и переменном магнитных полях ( $\mathbf{B} \parallel \mathbf{B}_1 \parallel \mathbf{c}$ ).



**Рис. 6.** Изотопическая структура сверхтонких компонент линий ЭПР примесных ионов  $\text{Ho}^{3+}$  (концентрация  $0.1\%$ ) в кристаллах  ${}^7\text{Li}_{1-c}{}^6\text{Li}_c\text{LuF}_4$  на частоте  $205 \text{ GHz}$  ( $a$ ) и  ${}^7\text{Li}_{1-c}{}^6\text{Li}_c\text{YF}_4$  на частоте  $250 \text{ GHz}$  ( $b$ ) в магнитном поле  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ .

сверхтонким взаимодействием и сверхтонких подуровней дублета случайным КП низкой симметрии [12] соответствующие сигналы ЭПР (переходы дублет–первый синглет и переходы между подуровнями дублета с одинаковыми проекциями ядерного спина на ось  $c$ ) наблюдаются в коллинеарных полях  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{B}_1 \parallel \mathbf{c}$ . Интенсивности запрещенных переходов имеют сравнимую величину в

кристаллах с достаточно большой концентрацией примесных центров, возмущающих кристаллическую решетку. В частности, соответствующие сигналы ЭПР в кристалле  $\text{LiYF}_4:\text{Ho}^{3+}$  (1%) при фиксированной частоте и мощности генератора представлены на рис. 5. Моделирование спектра дало возможность оценить характеристики случайного поля в этом кристалле (см. далее).

Сигналы ЭПР в кристаллах  $\text{LiYF}_4:\text{Ho}$  и  $\text{LiLuF}_4:\text{Ho}$  с естественным содержанием изотопов лития и малой концентрацией (0.1%) ионов  $\text{Ho}^{3+}$  имеют разрешенную тонкую структуру с интервалами между соседними компонентами  $300 \pm 50$  MHz (переходы дублет–первый синглет, синглет–синглет). Измерения спектров ЭПР в кристаллах, обогащенных по  $^7\text{Li}$  (тонкая структура не наблюдается) и по  $^6\text{Li}$  (см. рис. 6, в соответствии с изменением знака дефекта массы изменяется и знак смещений компонент структуры), однозначно указывают на связь этой структуры с изотопическим беспорядком в литиевых подрешетках. Относительные интегральные интенсивности компонент изотопической структуры качественно согласуются с биномиальным распределением вероятностей заполнения ближайших к РЗ-иону позиций ионов лития изотопами  $^6\text{Li}$  и  $^7\text{Li}$  [13].

Помимо сигналов от изолированных ионов гольмия в спектрах ЭПР присутствуют слабые линии-спутники (рис. 7), отвечающие парным центрам (интенсивность этих линий по отношению к интенсивности основного сигнала увеличивается пропорционально концентрации парамагнитных ионов). Смещения линий димеров  $(\text{Ho}^{3+})_2$  относительно линий изолированных ионов в  $\text{LiLuF}_4$  существенно больше, чем в  $\text{LiYF}_4$ , вследствие изменения КП в парных центрах, обусловленного существенной локальной деформацией решетки при замещении ионов  $\text{Lu}^{3+}$  ионами  $\text{Ho}^{3+}$ .

### 3. Обсуждение результатов

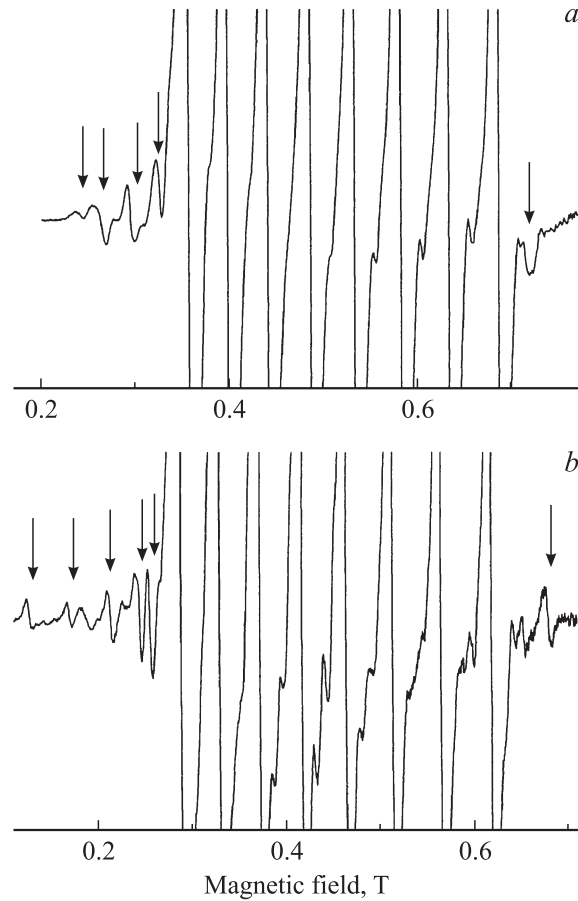
Измеренные полевые зависимости частот и интенсивностей резонансных переходов были использованы для определения параметров КП в кристаллах  $\text{LiYF}_4$  и  $\text{LiLuF}_4$ , активированных РЗ-ионами. При моделировании спектра поглощения в магнитных полях  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{B}_1(t)$  использовался гамильтониан РЗ-иона

$$H = H_{cf} + g_J \mu_B \mathbf{B} \mathbf{J} + A \mathbf{J} \mathbf{I} + H_{rcf}, \quad (1)$$

определенный в пространстве  $(2J+1)(2I+1)$  электронно-ядерных состояний основного мультиплетта с полным моментом  $J$ . Первое слагаемое в правой части (1)

$$H_{cf} = \alpha B_2^0 O_2^0 + \beta (B_4^0 O_4^0 + B_4^4 O_4^4 + B_4^{-4} O_4^4) + \gamma (B_6^0 O_6^0 + B_6^4 O_6^4 + B_6^{-4} O_6^4) \quad (2)$$

— оператор энергии иона в КП в кристаллографической системе координат ( $O_p^k, \Omega_p^k$ -операторы Стивенса,  $\alpha, \beta,$



**Рис. 7.** Сигналы ЭПР парных центров (указаны стрелками) примесных ионов  $\text{Ho}^{3+}$  (1%) в кристаллах  $\text{LiYF}_4$  (a) и  $\text{LiLuF}_4$  (b) на частотах 250 и 215 GHz соответственно в магнитном поле  $\mathbf{B} \parallel c$ .

$\gamma$  — соответствующие приведенные матричные элементы). Второе слагаемое — электронная зеемановская энергия ( $\mu_B$  — магнетон Бора,  $g_J$  — фактор Ланде). Третье слагаемое — энергия магнитного сверхтонкого взаимодействия. Взаимодействие со случайным КП, которое проявляется в основном в спектральных характеристиках некрамерсовых ионов, в частности  $\text{Ho}^{3+}$ , мы определили, следуя работе [3], параметрами  $B_2^2$  и  $B_2^{-2}$

$$H_{rcf} = \alpha (B_2^2 O_2^2 + B_2^{-2} O_2^2). \quad (3)$$

Приведенные в таблице параметры КП получены из сопоставления результатов численной диагонализации оператора (1) с измеренными полевыми зависимостями частот переходов дублет–дублет (для ионов  $\text{Dy}^{3+}$  и  $\text{Er}^{3+}$  см. рис. 1 и 2) и основной дублет–ближайший синглет ( $\text{Ho}^{3+}$  в  $\text{LiLuF}_4$ ). В качестве „затравочных“ использовались параметры, найденные ранее из анализа оптических спектров [8]. Как видно из таблицы, относительно небольшие изменения этих параметров дают возможность удовлетворительно описать спектры рассмотренных кристаллов во внешнем магнитном поле.

Параметры кристаллического поля ( $\text{см}^{-1}$ ) в кристаллах LiY(Lu)F<sub>4</sub>:Ln<sup>3+</sup> (в скобках приведены литературные данные для Dy<sup>3+</sup> [8], Ho<sup>3+</sup> [3], Er<sup>3+</sup> [8])

Параметр	Dy <sup>3+</sup> (4f <sup>9</sup> )	Ho <sup>3+</sup> (4f <sup>10</sup> )		Er <sup>3+</sup> (4f <sup>11</sup> )
	LiYF <sub>4</sub>	LiLuF <sub>4</sub>	LiYF <sub>4</sub>	LiYF <sub>4</sub>
B <sub>2</sub> <sup>0</sup>	165 (165)	188.35	(190)	200 (190)
B <sub>4</sub> <sup>0</sup>	-87 (-88)	-80.5	(-78.25)	-79.2 (-80)
B <sub>6</sub> <sup>0</sup>	-4.2 (-4.4)	-3.5	(-3.25)	-3.1 (-2.3)
B <sub>4</sub> <sup>4</sup>	-691 (-980)	-640.23	(-657.2)	-672 (-1020)
B <sub>4</sub> <sup>-4</sup>	-646 (0)	-623.63	(-568.6)	-579 (0)
B <sub>6</sub> <sup>4</sup>	-370 (-427)	-379.04	(-364)	-331 (-420)
B <sub>6</sub> <sup>-4</sup>	-223 (65)	-230.3	(-222)	-211 (70)

Параметры КР в кристалле LiYF<sub>4</sub>:Ho<sup>3+</sup> были определены ранее в работе [3] также из моделирования спектра ЭПР в области переходов дублет–ближайший синглет Г<sub>2</sub><sup>1</sup>; вычисленные с этими параметрами полевые зависимости частот переходов дублет–второй синглет Г<sub>2</sub><sup>2</sup> и синглет Г<sub>2</sub><sup>1</sup>–синглет Г<sub>2</sub><sup>2</sup> хорошо согласуются с данными измерений (рис. 4), если увеличить вычисленную энергию синглета Г<sub>2</sub><sup>2</sup> на 1.86  $\text{см}^{-1}$ .

Параметры оператора (3) — случайные величины с нормальным распределением вероятностей [3]. Из сравнения вычисленных интенсивностей запрещенных переходов между сверхтонкими подуровнями основного дублета и переходов дублет–синглет Г<sub>2</sub><sup>1</sup> ионов Ho<sup>3+</sup> в полях  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{B}_1 \parallel \mathbf{c}$  в кристалле LiYF<sub>4</sub>:Ho (1%) с данными измерений (рис. 5) мы получили наиболее вероятные значения  $|B_2^1| \sim |B_2^{-2}| \sim 1.25 \text{ см}^{-1}$ , которые в 2.7 раза больше, чем соответствующие величины, найденные в работе [3] для кристалла LiYF<sub>4</sub>:Ho (0.1%). Увеличение средних характеристик случайного КП с концентрацией ионов гольмия указывает на то, что, по-видимому, несмотря на малое различие ионных радиусов ионов Y<sup>3+</sup> и Ho<sup>3+</sup>, примесные ионы существенно возмущают кристаллическую решетку.

Изотопическая структура сигналов ЭПР РЗ-ионов в кристаллах <sup>6</sup>Li<sub>x</sub>Li<sub>1-x</sub>Y(Lu)F<sub>4</sub> формируется вследствие различного изотопического состава в ближайших к РЗ-иону литиевых позициях [13,14]. Две четверки ионов Li<sup>+</sup> находятся в узлах L<sub>1</sub> и L<sub>2</sub> с координатами (относительно примесного иона) ( $\pm a/2; a/2; 0$ ), ( $\pm a/2; -a/2; 0$ ) и ( $\pm a/2; 0; c/4$ ), ( $0; \pm a/2; -c/4$ ) соответственно, где  $a$  и  $c$  — постоянные решетки. При низких температурах кристаллическая решетка расширяется (сжимается) вблизи примесного изотопа <sup>6</sup>Li(<sup>7</sup>Li) в кристалле <sup>7</sup>LiRF<sub>4</sub>(<sup>6</sup>LiRF<sub>4</sub>). В частности, вычисленные компоненты вектора смещения одного из четырех ионов F<sup>-</sup>, ближайших к изотопу <sup>6</sup>Li, с координатами (0.146; 0.085; 0.087) nm в кристалле <sup>7</sup>LiYF<sub>4</sub> при температуре 4 K в кристаллографической системе координат с центром на дефекте массы равны (4.03; 1.96; 2.32)·10<sup>-5</sup> nm. КП на РЗ-ионах изменяется в основном вследствие смещений ионов F<sup>-</sup>, являющихся общими ближайшими соседями

РЗ-иона и примесных изотопов <sup>6</sup>Li(<sup>7</sup>Li) в позициях Li<sub>1</sub> и Li<sub>2</sub>; соответствующие параметры операторов  $\Delta H_{cf}^{L_1}$  и  $\Delta H_{cf}^{L_2}$  были вычислены в рамках модели обменных зарядов. Интервалы изотопической структуры сигналов ЭПР равны разностям  $\delta_{L_k}$  средних значений операторов  $\Delta H_{cf}^{L_k}$  ( $k = 1, 2$ ) на волновых функциях начального и конечного состояний соответствующего перехода.

Представленные на рис. 3 сигналы ЭПР отвечают переходам из основного дублета на нижний подуровень верхнего дублета ионов Er<sup>3+</sup>. Наблюдаемая изотопическая структура соответствует увеличению штарковского расщепления на 0.015  $\text{см}^{-1}$  на один изотоп <sup>6</sup>Li в ближайшем окружении иона Er<sup>3+</sup> (наиболее интенсивная низкополевая линия принадлежит спектру ионов Er<sup>3+</sup> в окружении восьми ионов <sup>7</sup>Li<sup>+</sup>). Результаты вычислений ( $\delta_{L_1} = 0.0185$ ,  $\delta_{L_2} = 0.006 \text{ см}^{-1}$ ) согласуются с данными измерений по знаку и порядку величины, доминирующую роль в формировании структуры играют центры с изотопами <sup>6</sup>Li в четырех позициях L<sub>1</sub>.

Из анализа структуры сигналов ЭПР ионов Ho<sup>3+</sup> следует, что энергия синглета Г<sub>2</sub><sup>1</sup> уменьшается на 0.012  $\text{см}^{-1}$  ( $\delta_{L_1} = -0.010 \text{ см}^{-1}$ ,  $\delta_{L_2} = -0.003 \text{ см}^{-1}$ ), а разность энергий синглетов Г<sub>2</sub><sup>2</sup> и Г<sub>2</sub><sup>1</sup> увеличивается на 0.009  $\text{см}^{-1}$  ( $\delta_{L_1} = 0.007 \text{ см}^{-1}$ ,  $\delta_{L_2} = 0.004 \text{ см}^{-1}$ ) на один изотоп <sup>6</sup>Li в ближайшем окружении иона Ho<sup>3+</sup>. Приведенные в скобках вычисленные интервалы изотопической структуры качественно согласуются с экспериментальными данными.

## 4. Заключение

Измеренные в настоящей работе полевые зависимости частоты сигналов ЭПР кристаллов LiYF<sub>4</sub>, содержащих ионы Er<sup>3+</sup>, Dy<sup>3+</sup> и Ho<sup>3+</sup>, и кристалла LiLuF<sub>4</sub>:Ho<sup>3+</sup> интерпретированы в рамках приближения КП с использованием параметров, согласующихся с данными оптической спектроскопии.

Сравнение спектров ЭПР ионов Ho<sup>3+</sup> в кристаллах с естественным содержанием изотопов лития со спектрами кристаллов, обогащенных по изотопам <sup>7</sup>Li и <sup>6</sup>Li, позволило однозначно интерпретировать обнаруженную тонкую структуру спектральных линий как результат изотопического беспорядка в литиевых подрешетках. Оценки интервалов изотопической структуры на основе расчета смещений ионов фтора, ближайших к изолированному примесному изотопу <sup>6</sup>Li в решетке <sup>7</sup>LiYF<sub>4</sub>, и соответствующих изменений КП в соседних позициях РЗ-ионов согласуются по знаку и порядку величины с данными измерений.

Сдвиги частот линий-сателлитов, соответствующих димерам (Ho<sup>3+</sup>)<sub>2</sub> в кристаллах LiYF<sub>4</sub> и LiLuF<sub>4</sub>, согласуются с результатами анализа спектров парных центров с учетом магнитного диполь-дипольного взаимодействия между ионами и локальной деформации решетки при замещении ионов Y<sup>3+</sup> и Lu<sup>3+</sup> ионами Ho<sup>3+</sup>.

## Список литературы

- [1] J. Magarino, J. Tuchendler, P. Beauvillain, I. Laursen. Phys. Rev. B **21**, 18 (1980).
- [2] J. Magarino, J. Tuchendler, J.P.D'Haenens, A. Linz. Phys. Rev. B **13**, 2805 (1976).
- [3] G.S. Shakurov, M.V. Vanyunin, B.Z. Malkin, B. Barbara, R.Y. Abdulsabirov, S.L. Korableva. Appl. Magn. Res. **28**, 251 (2005).
- [4] V.F. Tarasov, G.S. Shakurov. Appl. Magn. Res. **2**, 571 (1991).
- [5] N.I. Agladze, M.N. Popova, G.N. Zhizhin, V.J. Egorov, M.A. Petrova. Phys. Rev. Lett. **66**, 477 (1991).
- [6] J.P. Sattler, J. Nemarich. Phys. Rev. B **4**, 1 (1971).
- [7] А.А. Антипин, Б.Н. Казаков, С.Л. Кораблева, Р.М. Рахматуллин, Ю.К. Чиркин, А.А. Федий. Изв. вузов. Физика **9**, 93 (1978).
- [8] М.П. Давыдова, С.Б. Зданович, Б.Н. Казаков, А.Л. Столов, С.Л. Кораблева. Опт. и спектр. **42**, 547 (1977).
- [9] E.P. Chukalina, M.N. Popova, S.L. Korableva, R.Yu. Abdulsabirov. Phys. Lett. A **269**, 348 (2000).
- [10] N.I. Agladze, M.N. Popova. Solid State Commun. **55**, 1097 (1985).
- [11] М.Н. Попова, С.А. Климин, Е.П. Чукалина, Г.Н. Жижин, С.Л. Кораблева, Р.Ю. Абдулсабиров. Опт. и спектр. **97**, 57 (2004).
- [12] J. Kirton. Phys. Rev. A **139**, A 1930 (1965).
- [13] Н.И. Агладзе, М.Н. Попова, М.А. Корейба, Б.З. Малкин, В.Р. Пекуровский. ЖЭТФ **104**, 4171 (1993).
- [14] B.Z. Malkin, S.K. Saikin. Proc. SPIE **2706**, 193 (1996).