

# Электронный парамагнитный резонанс ионов $\text{Er}^{3+}$ , $\text{Nd}^{3+}$ и $\text{Ce}^{3+}$ в монокристаллах $\text{YAlO}_3$

© Г.Р. Асатрян, J. Rosa\*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

\* Institute of Physics Czech Academy of Sciences,  
Division of Solid State Physics,  
16200 Prague 6, Czech Republic

E-mail: Hike.Asatryan@pop.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 12 июля 2001 г.)

Проведены исследования спектров ЭПР ионов  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Nd}^{3+}$  и  $\text{Ce}^{3+}$ , замещающих ионы  $\text{Y}^{3+}$  в кристаллической решетке ортоалюмината иттрия  $\text{YAlO}_3$ . Спектры ЭПР этих редкоземельных ионов описываются спиновым гамильтонианом ромбической симметрии с эффективным спином  $S = 1/2$ . На основании анализа угловых зависимостей спектров ЭПР определены главные значения  $g$ -тензоров. Показано, что ориентации локальных магнитных осей парамагнитных центров относительно кристаллографических направлений  $\text{YAlO}_3$  зависят от типа редкоземельного иона.

В спектрах ЭПР наблюдалась сверхтонкая структура от нечетных изотопов  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{143}\text{Nd}$  и  $^{145}\text{Nd}$ , позволившая однозначно интерпретировать эти спектры. Найдены константы сверхтонкого взаимодействия для нечетных изотопов эрбия и неодима.

Монокристаллы ортоалюмината иттрия,  $\text{YAlO}_3$  (называемого также иттрий-алюминиевым перовскитом (ИАП, YAP)), активированные примесями редкоземельных элементов, находят широкое применение в квантовой электронике [1,2]. За последние несколько лет интерес к этим объектам значительно возрос в связи с возможностью использования ИАП, активированных церием, в качестве эффективных и быстродействующих сцинтилляторов [3–7]. Так, кристаллы ортоалюмината лютеция,  $\text{LuAlO}_3$ , активированные церием, являются наиболее эффективными сцинтилляторами для позитронной аннигиляции, что позволяет рассматривать перспективы применения позитронно-эмиссионной томографии в медицине [8]. Хотя метод ЭПР широко используется для изучения лазерных кристаллов, кристаллы ИАП остаются малоизученными. К настоящему времени в монокристаллах ортоалюмината иттрия методом ЭПР изучено несколько ионов ( $\text{Cr}^{3+}$ ,  $\text{Fe}^{3+}$ ,  $\text{Gd}^{3+}$  и  $\text{Ti}^{3+}$ ) [9–16].

В данной работе мы приводим результаты детального исследования спектров ЭПР трех редкоземельных ионов ( $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Ce}^{3+}$ ) в ортоалюминате иттрия. Методом ЭПР эти ионы в  $\text{YAlO}_3$  обнаружены и исследованы впервые, первое сообщение об этом опубликовано нами в работе [17].

## 1. Методика эксперимента

В проведенных экспериментах нами исследовались монокристаллы  $\text{YAlO}_3$ , активированные ионами церия, эрбия и неодима вплоть до концентрации  $\sim 0.3$  at.%. Кристаллы выращивались методами Чохральского и горизонтальной направленной кристаллизации в Preciosa Crytur, Ltd (г. Турнов, Чешская Республика) и во

ВНИИСИМС (г. Александров, Россия). Спектры ЭПР изучались в трехсантиметровом диапазоне длин волн в температурном интервале 4–50 К на стандартных радиоспектрометрах JEOL-JES-PE-3X и ERS-230. Образцы предварительно ориентировались рентгенодифракционным методом с точностью  $\pm 0.5^\circ$  и вырезались в кристаллографических плоскостях  $(a-b)$ ,  $(a-c)$  и  $(b-c)$  в виде прямоугольных параллелепипедов размером  $1.5 \times 2 \times 5$  mm. Более точное ориентирование главных магнитных осей относительно внешнего магнитного поля производилось радиоспектроскопическим методом непосредственно в СВЧ-резонаторе по совмещению сигналов ЭПР от неэквивалентных позиций. Наряду со спектрами ЭПР ионов  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Ce}^{3+}$  в исследованных образцах наблюдались сигналы от неконтролируемых примесей, что значительно усложняло детальное исследование ориентационных зависимостей спектров и в особенности сверхтонкой структуры (СТС) от нечетных изотопов  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{143}\text{Nd}$  и  $^{145}\text{Nd}$ . Следует отметить, что спектры ЭПР ионов  $\text{Mo}^{3+}$  в кристаллах ортоалюмината иттрия, выращенных в молибденовых контейнерах, обнаружены впервые и результаты подробного их исследования будут опубликованы.

## 2. Экспериментальные результаты

Кристаллическая структура ортоалюмината иттрия принадлежит к орторомбической пространственной группе  $D_{2h}^{16} - P_{bnm}$  и подробно описана в ряде работ (например, в [18–20]). В орторомбической элементарной ячейке  $\text{YAlO}_3$  имеются четыре искаженные перовскитовые псевдоячейки. Поэтому ионы  $\text{Y}^{3+}$  и  $\text{Al}^{3+}$  находятся в четырех структурно-неэквивалентных положениях. Ионы алюминия окружены шестью ионами кислорода,

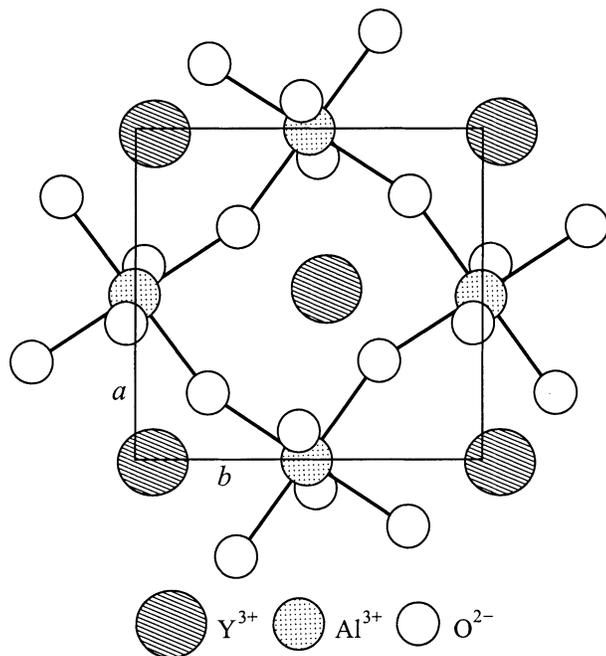


Рис. 1. Проекция структуры кристаллической решетки  $YAlO_3$  на плоскость  $(a-b)$ .

образующими слабо искаженный октаэдр (локальная симметрия  $C_i$ ). Ближайшее окружение ионов  $Y^{3+}$  более сложное и искажено сильнее (локальная симметрия  $C_s$ ). На рис. 1 приведена структура ортоалюмината иттрия с указанием позиций ионов  $Y^{3+}$  (заштрихованные большие кружки), которые замещаются ионами  $Er^{3+}$ ,  $Nd^{3+}$  и  $Ce^{3+}$ . В отличие от позиций ионов алюминия все ионы кислорода и иттрия смещены на несколько десятых ангстрем относительно идеальных перовскитовых положений. Узлы алюминия имеют только симметрию инверсии, а положения иттрия имеют зеркальную плоскость симметрии в плоскости, перпендикулярной  $c$ -оси кристалла.

Для парамагнитных ионов, находящихся в узлах  $Y^{3+}$ , одна из главных осей  $g$ -тензора должна совпадать с осью  $c$  кристалла, а две другие оси находятся в плоскости  $(a-b)$ . Кроме того, положения  $Y^{3+}$  соединены парами посредством операции инверсии через положения алюминия так, что имеется только два магнитно-неэквивалентных положения для произвольной ориентации внешнего магнитного поля  $\mathbf{B}$ , а также для  $\mathbf{B}$ , вращающегося в плоскости  $(a-b)$ . При вращении внешнего магнитного поля  $\mathbf{B}$  в плоскостях  $(b-c)$  и  $(a-c)$  картина упрощается вследствие того, что все четыре положения магнитно-эквивалентны и в спектре ЭПР наблюдается только одна линия (без учета СТС). Таким образом, одна линия ЭПР имеется также в том случае, когда внешнее поле параллельно главным осям кристалла.

На рис. 2 приведены спектры ЭПР, зарегистрированные в трех главных ориентациях магнитного поля ( $\mathbf{B} \parallel a$ ,  $\mathbf{B} \parallel b$  и  $\mathbf{B} \parallel c$ ) при температуре 12 К и

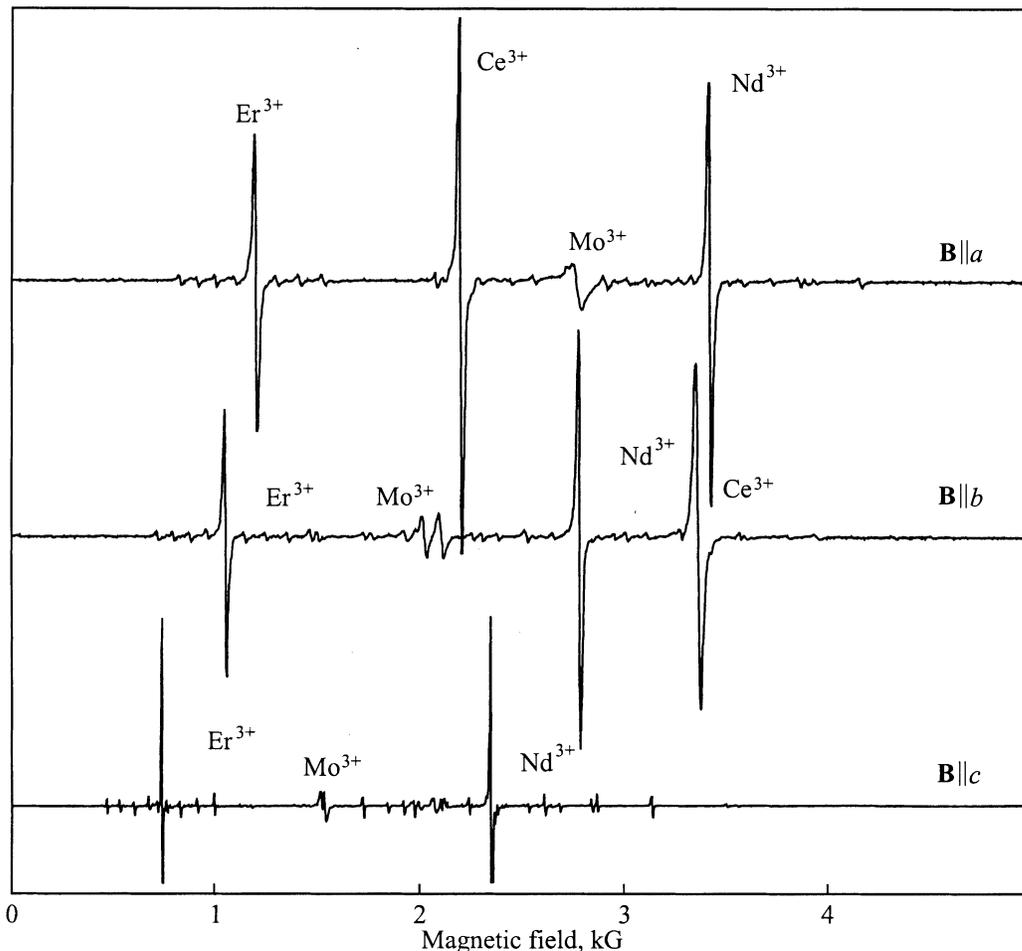
частоте 9.24 GHz. В спектрах ЭПР могут быть выделены четыре типа спектров, которые, как будет показано далее, принадлежат редкоземельным ионам  $Er^{3+}$ ,  $Nd^{3+}$  и  $Ce^{3+}$ , а также переходному элементу  $Mo^{3+}$ . Эрбий, неодим и молибден имеют нечетные изотопы, обладающие ядерным магнитным моментом, и их спектры ЭПР могут быть однозначно интерпретированы по СТС.

1) Ионы эрбия. Ион  $Er^{3+}$  имеет электронную конфигурацию  $4f^{11}$ , основное состояние  $^4I_{15/2}$ . Схема энергетических уровней иона  $Er^{3+}$  в монокристаллах  $YAlO_3$  изучалась в работах [1,2]. Основной мультиплет  $^4I_{15/2}$  расщепляется кристаллическим полем на ряд штарковских компонентов, на нижнем из которых наблюдается ЭПР-переход в трехсантиметровом диапазоне. Из-за большого расщепления между основным и следующим штарковским уровнем ( $51 \text{ cm}^{-1}$ ) возбужденное состояние в спектрах ЭПР не удастся зарегистрировать. Природный эрбий кроме четных изотопов с нулевым ядерным спиновым моментом содержит нечетный изотоп  $^{167}Er$  с ядерным спином  $I = 7/2$  при естественной распространенности 22.94%. Спектр, зарегистрированный в  $YAlO_3$  (рис. 2), полностью соответствует ожидаемому для ионов  $Er^{3+}$ . Наблюдаются восемь неэквидистантных линий, представляющих собой компоненты магнитной СТС от нечетного изотопа, а центральная интенсивная линия принадлежит четным изотопам. Соотношение интенсивностей линий соответствует природной распространенности изотопов эрбия. Спектр ЭПР ионов  $Er^{3+}$  в  $YAlO_3$  анизотропный; с изменением ориентации внешнего магнитного поля относительно направлений кристаллографических осей кристалла линии ЭПР сдвигаются в магнитном поле, изменяется также расстояние между компонентами СТС, однако при этом неэквидистантность между ними сохраняется. На рис. 3 и 4 кружками показаны экспериментальные значения, соответствующие положениям интенсивной линии  $Er^{3+}$ , принадлежащей четному изотопу эрбия, при вращении кристалла в магнитном поле в плоскостях  $(a-b)$  и  $(b-c)$ .

Приведенные экспериментальные ориентационные зависимости описываются спиновым гамильтонианом ромбической симметрии вида

$$\mathcal{H} = \beta \mathbf{B} \mathbf{g} \mathbf{S} + \mathbf{S} \mathbf{A} \mathbf{I}, \quad (1)$$

где эффективный спин  $s = 1/2$ ,  $\mathbf{g}$  и  $\mathbf{A}$  — тензоры  $g$ -фактора и сверхтонкого взаимодействия соответственно,  $\beta$  — магнетон Бора. На рис. 3 и 4 сплошными линиями показаны теоретические зависимости, полученные путем прямой диагонализации спинового гамильтониана (1) с помощью программы „R-Spectr“ [21]. Использовались следующие значения параметров  $g$ -тензора:  $g_x = 8.98 \pm 0.01$ ,  $g_y = 8.13 \pm 0.01$  и  $g_z = 2.73 \pm 0.01$ . При этом главные направления локальных магнитных осей иона  $Er^{3+}$  в ортоалюминате иттрия ориентированы таким образом, что оси  $x$  направлены вдоль оси  $c$  кристалла, а оси  $y$  и  $z$  расположены в плоскости  $(a-b)$ . На основании экспериментальных результатов



**Рис. 2.** Спектры ЭПР ионов  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Nd}^{3+}$  и  $\text{Ce}^{3+}$  в монокристаллах  $\text{YAlO}_3$  при различных ориентациях магнитного поля.  $\nu = 9.24 \text{ GHz}$ ,  $T = 12 \text{ K}$ .

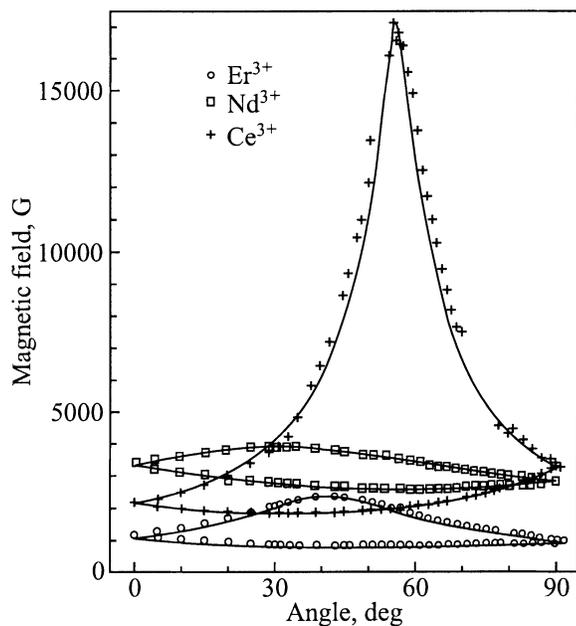
установлено, что локальная магнитная ось  $z$  составляет угол  $41.4^\circ$ , отсчитываемый от оси кристалла  $a$  в плоскости  $(a-b)$ . Из ориентационных зависимостей сверхтонких компонентов получены следующие значения для констант СТС  $^{167}\text{Er}$ :  $A_x = 329 \cdot 10^{-4}$ ,  $A_y = 315 \cdot 10^{-4}$ ,  $A_z = 250 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ .

Величина среднего  $g$ -фактора  $\langle g \rangle = (g_x + g_y + g_z)/3$  равна 6.61, что хорошо согласуется со значением  $g$ -фактора для крамеровского дублета  $\Gamma_7$  ионов  $\text{Er}^{3+}$  в случае кристаллического поля кубической симметрии, которое равно 6.8 [22].

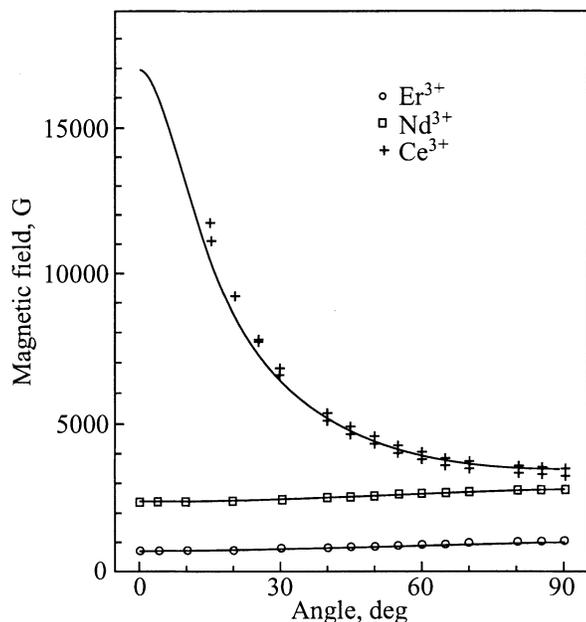
2) Ионы неодима. Ион  $\text{Nd}^{3+}$  имеет электронную конфигурацию  $4f^3$  и основное состояние  $^4I_{9/2}$  [1,2]. Из-за большого расщепления между основным и первым возбужденным штарковскими компонентами ( $118 \text{ cm}^{-1}$ ) в спектрах ЭПР в  $X$ -диапазоне может наблюдаться только основное состояние. Природный неодим кроме четных изотопов имеет также два нечетных изотопа, каждый из которых обладает ядерным спином  $I = 7/2$ . Естественная распространенность для  $^{143}\text{Nd}$  и  $^{145}\text{Nd}$  равна 12.17 и 8.30% соответственно, а отношение их ядерных моментов составляет 1.609. В наблюдаемом

спектре ЭПР  $\text{Nd}^{3+}$  две группы по восемь неэквидистантных линий в каждой представляют собой компоненты СТС от нечетных изотопов неодима, а центральная интенсивная линия принадлежит четным изотопам. Отношение расстояний между линиями СТС в каждой группе соответствует отношению ядерных магнитных моментов для нечетных изотопов, а соотношение интенсивностей наблюдаемых линий в спектре ЭПР — природной распространенности этих изотопов.

Спектр ЭПР ионов  $\text{Nd}^{3+}$  в  $\text{YAlO}_3$  анизотропный. На рис. 3 и 4 квадратами показаны экспериментальные значения резонансных магнитных полей, соответствующие положениям интенсивной линии, принадлежащей четному изотопу неодима, при вращении кристалла в магнитном поле в плоскостях  $(a-b)$  и  $(b-c)$ . Эти экспериментальные ориентационные зависимости описываются спиновым гамилтонианом (1) с эффективным электронным спином  $S = 1/2$  и ядерным спином  $I = 7/2$ . Как видно из рис. 3 и 4, экспериментальные значения резонансных полей хорошо совпадают с расчетными кривыми. Из экспериментальных угловых зависимостей спектров ЭПР получены следующие главные значения  $g$ -тензора:



**Рис. 3.** Расчетные (сплошные линии) и экспериментальные (точки) угловые зависимости резонансных магнитных полей ионов  $Er^{3+}$ ,  $Nd^{3+}$  и  $Ce^{3+}$  в плоскости  $(a-b)$  кристаллической решетки ортоалюмината иттрия.



**Рис. 4.** Расчетные (сплошные линии) и экспериментальные (точки) угловые зависимости резонансных магнитных полей ионов  $Er^{3+}$ ,  $Nd^{3+}$  и  $Ce^{3+}$  в  $YAlO_3$  в плоскости  $(b-c)$ .

$g_x = 2.83 \pm 0.01$ ,  $g_y = 2.58 \pm 0.01$  и  $g_z = 1.69 \pm 0.01$ . При этом главные направления локальных магнитных осей иона  $Nd^{3+}$  в ортоалюминате иттрия ориентированы так же, как оси иона  $Er^{3+}$ . Локальная магнитная ось  $z$  составляет угол  $30.5^\circ$ , отсчитываемый от оси  $a$  кристалла в плоскости  $(a-b)$ . Были найдены следующие зна-

чения констант сверхтонкого взаимодействия для  $^{143}Nd$ :  $A_x = 295 \cdot 10^{-4}$ ,  $A_y = 256 \cdot 10^{-4}$ ,  $A_z = 192 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ .

Величина среднего  $g$ -фактора  $\langle g \rangle = 2.37$  хорошо согласуется со значением  $g$ -фактора для крамерсового дублета  $\Gamma_6$  иона  $Nd^{3+}$  в случае кристаллического поля кубической симметрии, которое равно 2.67 [22].

3) Ионы церия. Ион  $Ce^{3+}$  имеет электронную конфигурацию  $4f^1$ , основное состояние  $^2F_{5/2}$ . В кристаллах ортоалюмината иттрия ионы церия, как и большинство редкоземельных элементов, замещают  $Y^{3+}$ . Природный церий имеет только два четных изотопа  $^{140}Ce$  и  $^{142}Ce$ . Из-за отсутствия нечетных изотопов в спектрах ЭПР иона  $Ce^{3+}$  не наблюдается СТС. Идентификация одиночной интенсивной линии, приписанной нами ионам церия, производилась на основании исследования образцов  $YAlO_3$  с различной концентрацией этих ионов, а также по характерной только для ионов церия  $Ce^{3+}$  малой величине среднего  $g$ -фактора  $\langle g \rangle$ . На рис. 3 и 4 крестиками показаны экспериментальные значения, соответствующие положениям линии  $Ce^{3+}$  при вращении кристалла в магнитном поле в плоскостях  $(a-b)$  и  $(b-c)$ . Резко анизотропные ориентационные зависимости спектров ЭПР ионов  $Ce^{3+}$  в монокристаллах  $YAlO_3$  описываются спиновым гамильтонианом вида (1) с эффективным электронным спином  $S = 1/2$ . Как видно из рисунков, имеется хорошее совпадение экспериментальных и расчетных кривых. Из экспериментальных ориентационных зависимостей спектров ЭПР получены следующие значения параметров  $g$ -тензора:  $g_x = 0.395 \pm 0.005$ ,  $g_y = 0.402 \pm 0.01$ ,  $g_z = 3.614 \pm 0.005$ . Главные магнитные локальные оси ионов  $Ce^{3+}$  ориентированы таким образом, что оси  $x$  направлены вдоль оси  $c$  кристалла, а оси  $y$  и  $z$  расположены в плоскости  $(a-b)$ . Локальная магнитная ось  $z$  составляет угол  $31.8^\circ$  с кристаллографической осью  $a$  в плоскости  $(a-b)$ . Ширина линии ЭПР иона  $Ce^{3+}$  в  $YAlO_3$  также анизотропна и меняется от 4 до 140 Г при изменении внешнего магнитного поля от направления, соответствующего оси  $g_x$ , до направления оси  $g_y$ . Величина среднего  $g$ -фактора составляет  $\langle g \rangle = 1.47$  и хорошо согласуется со значением  $g$ -фактора для крамерсового дублета  $\Gamma_6$  ионов  $Ce^{3+}$  в случае кристаллического поля кубической симметрии, которое равно 1.43 [22].

В спектрах ЭПР  $Ce^{3+}$  в  $YAlO_3$  кроме двух основных интенсивных линий от магнитно-неэквивалентных центров наблюдается ряд линий меньшей интенсивности (на 2–3 порядка). Эти линии сгруппированы около основных линий церия и имеют подобные угловые и температурные зависимости.

### 3. Обсуждение результатов

На основании исследования спектров ЭПР монокристаллов ортоалюмината иттрия обнаружены и однозначно интерпретированы спектры ЭПР примесных ионов  $Er^{3+}$ ,  $Nd^{3+}$  и  $Ce^{3+}$ , замещающих ионы  $Y^{3+}$ . Обнаружено,

что различные парамагнитные редкоземельные ионы, локализованные в одних и тех же узлах, имеют различные направления локальных магнитных осей  $z$  и  $y$  относительно осей кристалла. Направление  $z$ -оси составляет угол  $41.1^\circ$  для  $\text{Er}^{3+}$ ,  $30.5^\circ$  для  $\text{Nd}^{3+}$  и  $31.8^\circ$  для  $\text{Ce}^{3+}$  с кристаллографической осью  $a$  в плоскости  $(a-b)$ . Отметим, что ранее было получено значение  $25^\circ$  для этого угла в случае замещения ионов  $\text{Y}^{3+}$  ионами  $\text{Gd}^{3+}$  в  $\text{YAlO}_3$  [14]. Известно, что в кристалле  $\text{YAlO}_3$  ион  $\text{Y}^{3+}$  смещен от идеального перовскитового положения на десятки доли ангстрема. При замещении иона  $\text{Y}^{3+}$  (ионный радиус  $r_{\text{ион}}(\text{Y}^{3+}) = 1.02 \text{ \AA}$ ) редкоземельными ионами с отличающимися размерами (1.00, 1.06, 1.12 и 1.14  $\text{ \AA}$  для эрбия, гадолиния, неодима и церия соответственно) по-разному искажается ближайшее окружение парамагнитного центра и в связи с этим, весьма вероятно, по-разному ориентируются главные локальные магнитные оси  $g_z$ . Значения ионных радиусов взяты из таблицы, приведенной в работе [1]. Искажение ближайшего окружения парамагнитных центров редкоземельных ионов в ортоалюминате иттрия происходит таким образом, что зеркальная плоскость симметрии не нарушается, поэтому магнитная ось  $x$ , направленная перпендикулярно ей (вдоль оси  $c$  кристалла), не меняет своей ориентации. Различие в углах между магнитными осями  $g_z$  и кристаллографическими направлениями наблюдается также для переходных ионов  $3d$ -конфигурации, замещающих  $\text{Al}^{3+}$  в октаэдрических узлах [9–16]. В работе [15] авторы объясняют различие в углах для  $\text{Cr}^{3+}$ ,  $\text{Ti}^{3+}$  в  $\text{YAlO}_3$  отсутствием и наличием эффекта Яна-Теллера.

Отсутствие нечетных изотопов церия с ядерным магнитным моментом создает некоторые трудности при интерпретации спектров ЭПР ионов  $\text{Ce}^{3+}$ . Однако отсутствие СТС, а также узость линий ЭПР позволяют регистрировать очень слабые сигналы ЭПР вблизи основного сигнала ионов  $\text{Ce}^{3+}$ , находящихся в регулярном окружении. В настоящей работе наблюдались линии ЭПР малой интенсивности в кристаллах  $\text{YAlO}_3$ , активированных церием. Часть этих линий, назовем их спутными, сгруппирована вблизи двух основных интенсивных линий церия, соответствующих магнитно-неэквивалентным положениям. Эти спутные линии приписаны нами ионам  $\text{Ce}^{3+}$ , поскольку значения  $g$ -факторов, вид угловых зависимостей резонансных магнитных полей и величины ширин линий соответствуют характеристикам основных сигналов ЭПР ионов  $\text{Ce}^{3+}$ . Каждая из этих линий по интенсивности в 100–1000 раз меньше основной и имеет небольшое отклонение направлений главных магнитных осей, в том числе и оси, параллельной  $c$ -оси кристалла. По-видимому, эти линии обусловлены ионами церия, в ближайшем окружении которых имеется дефект, искажающий кристаллическое поле на парамагнитном центре. Весьма вероятно, что такими дефектами являются ионы  $\text{Y}^{3+}$ , замещающие ионы  $\text{Al}^{3+}$  в октаэдрических узлах. Это приводит к смещениям ближайших атомов парамагнитного центра и изменению симметрии и величины кристаллического поля на нем.

Меняется также направление локальной магнитной оси, направленной вдоль оси  $c$  кристалла. Возможно также, что часть спутных линий обусловлена парами ионов  $\text{Ce}^{3+}-\text{Ce}^{3+}$ . Аналогичные центры были обнаружены нами в спектрах ЭПР ионов  $\text{Ce}^{3+}$  в иттрий-алюминиевом гранате ( $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ) [23]. Возможно, такие же комплексные центры существуют для эрбия и неодима, однако имеются трудности для их регистрации, обусловленные меньшей анизотропией их спектров ЭПР по сравнению с церием и, следовательно, меньшей чувствительностью положений линий ЭПР к изменениям кристаллического поля. СТС, которая имеется в спектрах ЭПР ионов  $\text{Er}^{3+}$  и  $\text{Nd}^{3+}$ , также затрудняет обнаружение спутных линий.

Как известно [5], в оптических спектрах  $\text{YAlO}_3$  наблюдаются дополнительные пики люминесценции от ионов церия, которые по интегральной интенсивности могут составлять почти 10% от основной полосы. Наблюдаемые в наших экспериментах спутные линии ЭПР, приписанные центрам  $\text{Ce}^{3+}$  с дефектом в ближайшем окружении, связанным с нестехиометрией, и парам, по интегральной интенсивности составляют примерно 1.5–2% от основных линий.

Резкая угловая зависимость ширины линии ЭПР иона  $\text{Ce}^{3+}$  в ортоалюминате иттрия, меняющейся от 4 G при  $\mathbf{B} \parallel z$  до 140 G при  $\mathbf{B} \parallel y$  качественно соответствует анизотропии  $g$ -фактора и, по-видимому, обусловлена неразрешенной суперсверхтонкой структурой от лигандов.

Авторы выражают благодарность И. Квапилю и С.А. Смирновой за предоставленные монокристаллы ортоалюмината иттрия, активированные церием, П.Г. Баранову за подробное обсуждение результатов, а также В.Г. Грачеву за предоставление специальной программы „R-Spectr“ для расчета параметров спинового гамильтониана методом прямой диагонализации.

## Список литературы

- [1] А.А. Каминский. Лазерные кристаллы. Наука, М. (1975).
- [2] А.А. Каминский, Б.М. Антипенко. Многоуровневые функциональные схемы кристаллических лазеров. Наука, М. (1989). 270 с.
- [3] G. Blasse. Chem. Mater. **6**, 1465 (1994).
- [4] M. Ishii, M. Kobayashi. Prog. Cryst. Growth Mat. **23**, 245 (1992).
- [5] J.A. Mares, M. Nikl, C. Pedrini, B. Moine, K. Blazek. Mat. Chem. Phys. **32**, 342 (1992).
- [6] J.A. Mares, J. Kvapil. Ches. Chas. Fyz. (in Czech). **A38**, 248 (1988).
- [7] W. Rossner, B.C. Grabmaier. J. Lumin. **48–49**, 29 (1991).
- [8] J.A. Mares, M. Nikl, J. Chval, I. Daffinei, P. Lecoq, J. Kvapil. Chem. Phys. Lett. **341**, 311 (1995).
- [9] J.P. van der Ziel, F.R. Merrit, L.G. Van Uitert. J. Chem. Phys. **50**, 4317 (1969).
- [10] A. Pinto, N.Z. Sherman. J. Magn. Res. **6**, 422 (1972).
- [11] R.L. White, G.F. Herrmann, J.W. Carson, M. Mandel. Phys. Rev. **A136**, 231 (1964).

- [12] O.F. Shirmer, K.W. Blazey, W. Berlinger, R. Diehl. *Phys. Rev.* **B11**, 4201 (1975).
- [13] Н.М. Низамутдинов, Н.М. Хасанова, Г.Р. Булка, В.М. Винокуров, И.С. Рез и др. *Кристаллография* **32**, 695 (1987).
- [14] Н.М. Хасанова, Н.М. Низамутдинов, Г.Р. Булка, В.М. Винокуров и др. *Физика минералов и их синтетических аналогов*. Изд-во Казан. ун-та, Казань (1988). С. 73.
- [15] M. Yamaga, H. Takeuchi, T.P.J. Han, B. Henderson. *J. Phys.: Cond. Matter.* **5**, 8097 (1993).
- [16] M. Yamaga, T. Yosida, B. Henderson, K.P.O'Donnell, M. Date. *J. Phys.: Cond Matter.* **4**, 7285 (1992).
- [17] H.R. Asatryan, J. Rosa, J.A. Mares. *Solid State Commun.* **104**, 5 (1997).
- [18] S. Geller, V. Bala. *Acta Cryst.* **9**, 1019 (1956).
- [19] P. Coppens, M. Eibshutz. *Acta Cryst.* **19**, 524 (1965).
- [20] R. Diehl, G. Brandt. *Mat. Res. Bull.* **10**, 85 (1975).
- [21] В.Г. Грачев. *ЖЭТФ* **65**, 5, 1834 (1987).
- [22] А. Абрагам, Б. Блини. *Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов*. Мир, М. (1972).
- [23] H.R. Asatryan, R.A. Babunts, P.G. Baranov, A.G. Petrosyan, V.A. Khrantsov. *Proc. of the 10th Feofilov Symposium on spectroscopy of crystals doped with transition and rare-earth metal ions*. St. Petersburg (1995). P. 283.