

08,04

Искажение лигандного окружения ионов Gd^{3+} и Eu^{2+} в гранатах: $Y_3Al_5O_{12}$, $Lu_3Al_5O_{12}$, $Y_3Ga_5O_{12}$

© В.А. Важенин, М.Ю. Артёмов, А.П. Потапов, А.В. Фокин

Уральский федеральный университет (Институт естественных наук и математики),
Россия, Екатеринбург

E-mail: Vladimir.Vazhenin@urfu.ru

Поступила в Редакцию 13 мая 2019 г.

В окончательной редакции 13 мая 2019 г.

Принята к публикации 14 мая 2019 г.

Используя экспериментальные параметры спинового гамильтониана второго ранга ромбических центров Gd^{3+} и Eu^{2+} в трех гранатах, а также формализм суперпозиционного приближения сделаны оценки релаксации ближайшего окружения примесных ионов.

Ключевые слова: парамагнитный резонанс, гранаты, редкоземельные высокоспиновые ионы, релаксация окружения.

DOI: 10.21883/FTT.2019.10.48261.478

1. Введение

Параметры парамагнитного резонанса примесных центров или собственных дефектов в кристаллах в первую очередь определяются ближайшим окружением и поэтому содержат уникальную информацию о структуре указанных наноразмерных объектов. Проблема заключается в нахождении способа извлечения этой информации. Суперпозиционное приближение или суперпозиционная модель (СПМ) для расщепления основного состояния высокоспинового парамагнитного иона представляет собой простую попытку связать величины параметров спинового гамильтониана (СГ) с координатами ближайшего лигандного окружения. Основное предположение СПМ [1–5] состоит в том, что величины параметров тонкой структуры определяются только суммой аксиально симметричных, зависящих от расстояний, вкладов лигандов. При этом влиянием более далеких соседей, как и взаимодействием между лигандами пренебрегается. Изначально предполагалось, что для парамагнитных ионов, изозарядно замесивших ионы матрицы, по крайней мере в гомологических рядах кристаллов (учет различия величин ионных радиусов примесного и матричного ионов предложен в [6–7]) результаты такого приближения будут иметь предсказательную силу.

Выражение для параметров СГ в определении [8], отвечающих за тонкую структуру спектра ЭПР, имеет вид [1–2]:

$$b_{nm} = \sum_d \bar{b}_n(R_d) \cdot K_n^m(\theta_d, \varphi_d), \quad (1)$$

где $K_n^m(\theta_d, \varphi_d)$ — структурный фактор, R_d — расстояние примесный ион-лиганд,

$$\bar{b}_n(R_d) = \bar{b}_n(R_0) \cdot (R_0/R_d)^{t_n}, \quad (2)$$

R_0 — сумма ионных радиусов парамагнитного иона и лиганда, $\bar{b}_n(R_d)$ и t_n — внутренние параметры модели.

В работах [9–12] показано, что наиболее сильно на искажение кубического окружения откликаются компоненты тензора тонкой структуры второго ранга. В связи с этим интересна версия СПМ, предложенная в [4–5] для внутренних параметров только второго ранга редкоземельных S-ионов,

$$\bar{b}_2(R_d) = b_{2p}(R_0) \cdot (R_0/R_d)^3 + b_{2s}(R_0) \cdot (R_0/R_d)^t, \quad (3)$$

где $b_{2p}(R_0)$ и $b_{2s}(R_0)$ — внутренние параметры модели, $t \approx 10$. Параметры модели $b_{2p} = -12\,895$ МГц при $R_0 = 0.234$ нм (см. разд. 2) и $b_{2p} = -11\,548$ МГц при $R_0 = 0.25$ нм (разд. 3), отвечающие за электростатическое взаимодействие с лигандами, вычислены в работе [4].

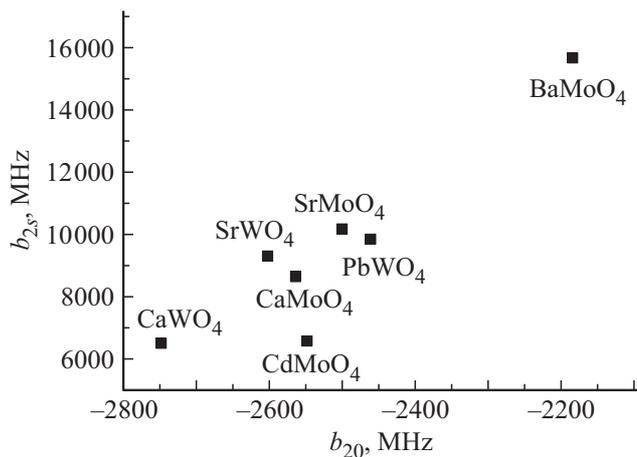
В работах [1–5] также предполагается, что замена в выражениях (1–3) величин b_{nm} , \bar{b}_n , b_{2p} , b_{2s} на A_{nm} , \bar{A}_n , A_{2p} , A_{2s} дает формулы связи параметров потенциала кристаллического поля и структуры ближайшего окружения примесного иона.

У парамагнитных центров S-ионов с осевой симметрией (C_3 , C_4 , S_4 , C_6) тензор b_{2m} имеет одну компоненту, что позволяет в версии [4–5] оценить внутренний параметр модели b_{2s} в (3), учитывающий эффекты обмена парамагнитный ион-лиганд, предполагая при этом отсутствие релаксации окружения примесного иона. Или при учете релаксации за счет разницы размеров примесного и матричного ионов, предложенной в [6–7]:

$$R_d = R_{d0} - 1/2 \times \{R_{mat} - R_{imp}\}, \quad (4)$$

где R_{mat} и R_{imp} — ионные радиусы матричного и примесного ионов, соответственно, R_{d0} — расстояние до лиганда в „чистом“ кристалле.

Такой подход для ионов Gd^{3+} в ряду молибдатов и вольфраматов со структурой шеелита с учетом (4) дает значения b_{2s} в диапазоне 6500–15 500 МГц (рисунок).



Зависимость внутреннего параметра модели b_{2s} , учитывающего эффекты обмена парамагнитный ион–лиганд, от величины начального расщепления центров Gd^{3+} в кристаллах со структурой шеелита.

Попытка за счет небольшого изменения параметра t в (3) уменьшить разброс величин b_{2s} к положительному результату не привела. Отсюда следует, что предсказание величины начального расщепления Gd^{3+} в этом ряду соединений с постоянным значением b_{2s} представляется маловероятным без учета дополнительной (помимо (4)) релаксации окружения парамагнитного центра.

Интересен ряд публикаций автора [13–16], использующий версию СПМ (3) для выделения спин-колебательного вклада в величину b_{20} тетрагональных центров Eu^{2+} и Gd^{3+} в шеелитах (симметрия позиции S_4). Этот вклад в [13–16] определяется разностью экспериментального и расчетного температурного поведения b_{20} . Расчет проводится с использованием выражений (1,3), где параметр модели b_{2s} определяется при температурах жидкого гелия, когда вклад в величину b_{20} спин-колебательного взаимодействия минимален. При каждой температуре используются структурные данные беспримесного кристалла с поправкой (4). Важно отметить, что по оценкам [13–16] для центров гадолиния и европия в $CaWO_4$, $CaMoO_4$ и $SrMoO_4$ при комнатной температуре спин-колебательный вклад составляет 100–200 MHz ($\leq 10\%$ от абсолютной величины b_{20}) и, имея положительный знак, частично компенсирует вклад в b_{20} статической решетки. Исключением является центр Eu^{2+} в $CaWO_4$, у которого обсуждаемые вклады примерно одной величины, но тоже разного знака, вследствие чего наблюдается очень малая величина b_{20} со слабой температурной зависимостью.

В случае центров орторомбической симметрии (например, ионы Eu^{2+} и Gd^{3+} в кристаллах со структурой граната, занимающие позицию с симметрией D_2) тензор тонкой структуры второго ранга имеет две компоненты, что дает принципиальную возможность сделать дополнительные заключения о релаксации лигандного

окружения. Можно ожидать, что такой анализ будет успешным при наличии параметров тонкой структуры S-ионов в ряду кристаллов со структурой граната, предполагая близкий характер релаксации окружения в этих соединениях.

2. Релаксация окружения центров Gd^{3+}

Ромбические центры Gd^{3+} в трех гранатах ($Y_3Al_5O_{12}$, $Lu_3Al_5O_{12}$, $Y_3Ga_5O_{12}$, пространственная группа $Ia\bar{3}d$ (O_h^{10})) исследованы авторами [17–22], измеренные параметры СГ в единой системе координат приведены в [22]. Начальные расщепления в нулевом магнитном поле центров Gd^{3+} в гранатах (≈ 25 GHz) оказались примерно такие же, как в шеелитах (≈ 30 GHz).

Координаты восьмикратного кислородного окружения иона Y^{3+} или Lu^{3+} в гранатах используя структурные данные [23] можно задать двумя расстояниями, двумя полярными и двумя азимутальными углами. Значения радиальных и угловых координат в трех гранатах приведены в табл. 1. Независимое варьирование указанных координат не приводит к изменению симметрии позиции.

Используя выражения (1,3,4) и структурные данные [23] были вычислены параметры СГ b_{20} и b_{22} для трех гранатов (табл. 2, две первые строки под № 1). При этом использовалась величина b_{2s} , полученная в работе [15] для Gd^{3+} в $SrMoO_4$ и находящаяся в середине диапазона значений данного модельного параметра в шеелитах (см. разд. 1), для центров Gd^{3+} в $CaMoO_4$ и $CaWO_4$ параметры b_{2s} по [15,14] равны 8295 и 6892 MHz соответственно). Как видно, согласие шести расчетных и экспериментальных параметров b_{2m} отсутствует, среднеквадратичное отклонение $F = 5920$ MHz.

При независимом варьировании параметров b_{2s} в трех кристаллах отклонение F уменьшается до величины 1531 MHz. Значения b_{2s} для трех гранатов и вычисленные b_{2m} приводятся в следующих двух строках (под № 2) табл. 2. Варьирование полярных углов

$$\theta_1 = \theta_{01} + \Delta\theta_1 \text{ и } \theta_2 = \theta_{02} + \Delta\theta_2, \quad (5)$$

считая их в трех гранатах одинаковыми, уменьшает величину F до 365 MHz (№ 3 табл. 2). Измене-

Таблица 1. Величины радиальных и угловых координат лигандов в трех гранатах

Параметры	$Lu_3Al_5O_{12}$	$Y_3Al_5O_{12}$	$Y_3Ga_5O_{12}$
R_{01} , nm	0.2276	0.2303	0.2338
R_{02} , nm	0.2383	0.2432	0.2428
θ_{01} , degree	55.58	56.15	54.68
θ_{02} , degree	53.87	54.07	53.32
φ_{01} , degree	168.25	167.50	168.42
φ_{02} , degree	80.78	81.24	80.89

Таблица 2. Расчетные и экспериментальные параметры СГ центров Gd^{3+} в трех гранатах. Среднеквадратичное отклонение F и b_{2p} , b_{2s} , b_{2m} приведены в МГц

№	Модельные параметры	Параметры СГ	a: $Lu_3Al_5O_{12}$	b: $Y_3Al_5O_{12}$	c: $Y_3Ga_5O_{12}$
1	$b_{2p} = -12895$ $b_{2s} = 10080$ $R_0 = 0.234 \text{ nm}$ $F = 5920$	b_{20}	-211	-10	-694
		b_{22}	8891	9794	5843
2	a: $b_{2s} = 4870$ b: $b_{2s} = 4704$ c: $b_{2s} = 6645$ $F = 1531$	b_{20}	-43	574	-1025
		b_{22}	828	609	2154
3	$\Delta\theta_1 = 1.21^\circ$ $\Delta\theta_2 = 1.35^\circ$ $F = 365$	b_{20}	1966	2610	669
		b_{22}	808	595	2174
4	$\Delta R_1 = -0.002 \text{ nm}$ $\Delta R_2 = -0.0002 \text{ nm}$ $F = 345$	b_{20}	1963	2608	668
		b_{22}	839	734	1947
5	Эксперимент 300 К [22]	b_{20}	1750	2275	1331
		b_{22}	865	717	1943

ния R_1 и R_2 (-0.002 и 0.0002 nm) ведут к незначительному уменьшению среднеквадратичного отклонения ($F = 345 \text{ MHz}$, № 4 табл. 2) и малому изменению расчетных величин параметров b_{2m} . Этот факт (сравнимость ΔR_1 , ΔR_2 с $(R_d - R_{d0}) = 0.0017 \text{ nm}$ для лютеция и $(R_d - R_{d0}) = 0.0038 \text{ nm}$ для иттрия) свидетельствует о том, что изменение расстояния от примеси до лигандов согласно (4) за счет разницы размеров примесного и матричного ионов приемлемо. Изменение азимутальных углов φ_1 , φ_2 слабо влияет на расчетные значения b_{2m} .

Важно отметить, что при почти одинаковых значениях $\Delta\theta_1 = 1.11^\circ$, $\Delta\theta_2 = 1.17^\circ$ для $Lu_3Al_5O_{12}$ и $\Delta\theta_1 = 1.09^\circ$, $\Delta\theta_2 = 1.04^\circ$ для $Y_3Al_5O_{12}$ соответственно, среднеквадратичное отклонение расчетных и экспериментальных параметров b_{2m} в этих кристаллах обращается в ноль. Для $Y_3Ga_5O_{12}$ минимум среднеквадратичного отклонения (расчетные значения $b_{20} = 1330 \text{ MHz}$ и $b_{22} = 1940 \text{ MHz}$) реализуется при заметно иных $\Delta\theta_1 = 1.65^\circ$, $\Delta\theta_2 = 1.86^\circ$ и $\Delta R_1 = 0.008 \text{ nm}$, $\Delta R_2 = 0.002 \text{ nm}$. Таким образом, небольшие, но различные вариации полярных углов ($\Delta\theta < 2^\circ$) и расстояний ($\Delta R < 0.01 \text{ nm}$) до кислородных лигандов позволяют в СПМ описать параметры СГ центров Gd^{3+} в трех рассматриваемых гранатах.

Бликие к нашим изменения полярных углов лигандного окружения примесного редкоземельного иона: $\Delta\theta_1 = \Delta\theta_2 = -0.9^\circ$ для $Y_3Al_5O_{12}$ и $\Delta\theta_1 = \Delta\theta_2 = -0.49^\circ$ для $Lu_3Al_5O_{12}$, но другого знака, были получены в работе [25]. Ее авторы оптимизировали компоненты g -тензора центров Ce^{3+} ($R_{Ce} = 0.114 \text{ nm}$ — ионный

радиус согласно [26], для сравнения, ионный радиус Gd^{3+} : $R_{Gd} = 0.105 \text{ nm}$) в $Y_3Al_5O_{12}$ ($R_Y = 0.102 \text{ nm}$) и $Lu_3Al_5O_{12}$ ($R_{Lu} = 0.098 \text{ nm}$) путем варьирования лигандных координат. Компоненты g -тензора вычислялись путем анализа энергетического спектра, полученного в результате диагонализации энергетической матрицы, включающей 14 состояний основного и возбужденного мультиплетов, с параметрами свободного иона и потенциала кристаллического поля, полученного в суперпозиционном приближении с использованием выражений (1, 2, 4). Отличие наших результатов от данных [25] как по величине, так и по знаку не удивляет, поскольку они относятся к разным примесным ионам и получены разными методами.

Заметим, что в гранатах полярные углы θ_{01} и θ_{02} близки к 54.7° (см. табл. 2), где $K_2^0(\theta_d)$ из (1) сильно зависит от изменений величины θ , а кроме того меняет знак. В связи с этим небольшие изменения θ вызывают существенную немонотонность в изменении b_{2m} при переходе от кристалла к кристаллу. Иная ситуация складывается для тетрагональных центров Gd^{3+} в шеелитах, где позицию, занимаемую ионом гадолиния, окружают два кислородных тетраэдра. Полярные углы ионов кислорода этих тетраэдров имеют величины $\approx 38^\circ$ и $\approx 68^\circ$. Зависимость $K_2^0(\theta_d)$ при этих углах заметно слабее, чем для центров в гранатах. Скорее всего, именно этот факт обеспечивает примерную монотонность параметров b_{2s} центров Gd^{3+} в ряду шеелитов, отражающую их зависимость от параметров лигандного окружения (рисунок).

Таблица 3. Расчетные и экспериментальные параметры СГ центров Eu^{2+} в двух гранатах. F и b_{2p} , b_{2s} , b_{2m} приведены в МГц

№	Модельные параметры	Параметры СГ	a: $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$	b: $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$
1	$b_{2p} = -11548$ $b_{2s} = 9756$ $R_0 = 0.25 \text{ nm}$ $F = 7240$	b_{20}	-284	-302
		b_{22}	12442	13768
2	a: $b_{2s} = 9895$ b: $b_{2s} = 9592$ $F = 6310$	b_{20}	-229	61
		b_{22}	9593	8525
3	$\Delta R_1 = 0.035 \text{ nm}$ $\Delta R_2 = 0.013 \text{ nm}$ $F = 6300$	b_{20}	-224	80
		b_{22}	9525	8591
4	$\Delta\varphi_1 = 1.0^\circ$ $\Delta\varphi_2 = 2.6^\circ$ $F = 6290$	b_{20}	-228	59
		b_{22}	9731	8903
5	$\Delta\theta_1 \approx 7^\circ$ $\Delta\theta_2 \approx 18^\circ$ $F = 882$	b_{20}	7141	7947
		b_{22}	9859	8728
6	Эксперимент 300 К [22]	b_{20}	6043	8987
		b_{22}	9731	8903
7	Эксперимент 120 К [22,24]	b_{20}	5910	8927
		b_{22}	9831	8763

3. Релаксация окружения центров Eu^{2+}

Параметры тонкой и сверхтонкой структуры центров Eu^{2+} ($R_{\text{Eu}} = 0.125 \text{ nm}$) в $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ и $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, не изозарядно замещающих позиции ионов Y^{3+} и Lu^{3+} , измерены в работах [20,22,24,27]. Полное начальное расщепление ($\approx 100 \text{ GHz}$) в гранатах на порядок превышает аналогичные величины в вольфрамите свинца и молибдате стронция.

Результаты расчетов параметров тонкой структуры Eu^{2+} с использованием (1, 3, 4) и значения b_{2s} , полученного в [14], приведены в первых двух строках (№ 1) табл. 3. Как видно, они очень далеки от экспериментальных величин. Независимое варьирование значений b_{2s} приводит к небольшому уменьшению среднеквадратичного отклонения F четырех расчетных и экспериментальных величин (№ 2 табл. 3). Незначительное уменьшение F происходит при существенном увеличении R_1 и R_2 (см. № 3 табл. 3). Большие значения и противоположные знаки ΔR_1 и ΔR_2 в сравнении с аналогичными величинами центров Gd^{3+} , скорее всего, обусловлены меньшим зарядом и большим ионным радиусом Eu^{2+} . При этом, как и в случае центров Gd^{3+} , изменение азимутальных углов φ_1 , φ_2 слабо влияет на расчетные значения b_{22} (см. № 4 табл. 3).

Довольно глубокий минимум среднеквадратичного отклонения (см. № 5 табл. 2) обнаруживается при нереально больших значениях $\Delta\theta_1 \approx 8^\circ$, $\Delta\theta_2 \approx 17^\circ$. При этом отклонение F обращается в ноль для $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ при $\Delta\theta_1 = 6.4^\circ$, $\Delta\theta_2 = 14.5^\circ$, а для $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ при $\Delta\theta_1 = 9.5^\circ$, $\Delta\theta_2 = 19.6^\circ$, то есть характер искажений окружения Eu^{2+} в этих двух гранатах предсказывается примерно одинаковый.

Причиной появления столь больших угловых искажений может быть тот факт, что экспериментальные значения параметров тонкой структуры, включающие как статические, так и динамические вклады [13–16], мы пытаемся описать выражениями (1, 3), учитывающими только статические механизмы. Для уменьшения в экспериментальных данных динамического вклада мы воспользовались результатами для b_{2m} при 120 К [22,24], приведенными в табл. 3 (строки № 7). Оказалось, что минимум среднеквадратичного отклонения ($F \approx 900 \text{ MHz}$) в этом случае предсказывается практически при тех же значениях искажений окружения, то есть влияние динамического вклада мало.

Замещение трехзарядного иона иттрия двухзарядным ионом европия должно вызывать дополнительную электрическую поляризацию лигандов и, следовательно, дипольный вклад в потенциал кристаллического поля и

начальное расщепление основного состояния. Похожие механизмы в лигандном изотропном сверхтонком взаимодействии центров Gd^{3+} в кристаллах со структурой флюорита обсуждались в работах [28,29]. Для учета данного вклада необходимо модифицировать выражение (3), скорее всего, введением дополнительного слагаемого.

4. Заключение

В рамках суперпозиционного приближения, используя экспериментальные параметры тонкой структуры ромбических центров Gd^{3+} и Eu^{2+} в гранатах, сделана попытка оценить релаксацию ближайшего окружения примесных ионов.

Допущение увеличения (в результате замены ионов Lu^{3+} или Y^{3+} на ионы Gd^{3+}) значений полярных координат ближайших ионов кислорода на величины в диапазоне $1-2^\circ$ и небольшого изменения расстояний до лигандов (< 0.01 nm) позволяет объяснить измеренные параметры спинового гамильтониана второго ранга центров Gd^{3+} в трех гранатах. В случае центров Eu^{2+} для получения параметров тонкой структуры в двух гранатах, близких к экспериментальным, используемый формализм требует нереально больших угловых смещений.

Благодарности

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

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (3.6115.2017/8.9).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] D.J. Newman. *Adv. Phys.* **20**, 197 (1971).
- [2] D.J. Newman, B. Ng. *Crystal Field Handbook*, Cambridge University Press, Cambridge (2000).
- [3] Л.И. Левин, В.И. Черепанов. *ФТТ* **25**, 700 (1983).
- [4] L.I. Levin. *Phys. Status Solidi B* **134**, 275 (1986).
- [5] L.I. Levin, A.D. Gorlov. *J. Phys.: Condens. Matter* **4**, 1981 (1992).
- [6] Wen-Chen Zheng. *Physica B* **215**, 255 (1995).
- [7] Wen-Chen Zheng, Shao-Yi Wu. *Physica B* **304**, 137 (2001).
- [8] С.А. Альтшулер, Б.М. Козырев. *Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп*. Наука, М. (1972). С. 121.
- [9] G. Vacquet, J. Dugas, C. Escribe, J. Michoulier. *J. Phys. C* **7**, 1551 (1974).

- [10] J.M. Gaité, G.R. Bulka, N.M. Hasanova, N.M. Nisamutdinov, V.M. Vinokurov. *J. Phys. C* **19**, 2077 (1986).
- [11] Н.М. Низамутдинов, Н.М. Хасанова, А.А. Галеев, Г.Р. Булка, В.М. Винокуров, В.А. Аккерман, Г.А. Ермаков. *Кристаллография* **34**, 893 (1989).
- [12] В.А. Важенин, А.П. Потапов, Г.Р. Асатрян, А.Г. Петросян, А.В. Фокин, М.Ю. Артемов. *ФТТ* **59**, 1323 (2017).
- [13] А.Д. Горлов. *ФТТ* **56**, 2115 (2014).
- [14] А.Д. Горлов. *ФТТ* **57**, 1371 (2015).
- [15] А.Д. Горлов. *ФТТ* **59**, 559 (2017).
- [16] А.Д. Горлов. *ФТТ* **60**, 329 (2018).
- [17] L. Rimai, G.A. de Mars. *J. Appl. Phys.* **33**, 1254S (1962).
- [18] J. Overmeyer, E.A. Giess, M.J. Freiser, V.A. Calhoun. *Paramagnetic Resonance*. Academic Press, N. Y. (1963) V. 1. P. 224.
- [19] D.J. Newman, A. Edgar. *J. Phys. C* **9**, 103 (1976).
- [20] В.А. Важенин, А.П. Потапов, Г.Р. Асатрян, Ю.А. Успенская, А.Г. Петросян, А.В. Фокин. *ФТТ* **58**, 1573 (2016).
- [21] В.А. Важенин, М.Ю. Артемов, А.П. Потапов, В.А. Чернышев, А.В. Фокин, А.В. Сердцев. *ФТТ* **59**, 942 (2017).
- [22] В.А. Важенин, А.П. Потапов, Г.Р. Асатрян, А.Г. Петросян, А.В. Фокин, М.Ю. Артемов. *ФТТ* **59**, 1323 (2017).
- [23] F. Euler, J.A. Bruce. *Acta Cryst.* **19**, 971 (1965).
- [24] 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).
- [25] Hong-Gang Liu, Yang Mei, Wen-Chen Zheng. *Chem. Phys. Lett.* **554**, 214 (2012).
- [26] R.D. Shannon. *Acta Crystallogr.* **32**, 751 (1976).
- [27] А.П. Потапов, В.А. Важенин, А.Г. Петросян, А.В. Фокин. *ФТТ* **61**, 109 (2019).
- [28] А.Д. Горлов, В.Б. Гусева, А.П. Потапов, И.А. Рокеах. *ФТТ* **43**, 456 (2001).
- [29] А.Д. Горлов. *ФТТ* **45**, 76 (2003).

Редактор К.В. Емцев