

ЭЛЕКТРОННАЯ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ И МАГНИТООПТИКА ТРЕХВАЛЕНТНОГО ИОНА САМАРИЯ В МАГНИТНЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ. ВЛИЯНИЕ СМЕШИВАНИЯ МУЛЬТИПЛЕТОВ

© О.А.Дорофеев, А.К.Звездин, А.И.Попов

Московский институт электронной техники,
103498 Москва, Россия
(Поступила в Редакцию 7 февраля 1996 г.
В окончательной редакции 12 мая 1996 г.)

Проведено теоретическое исследование поляризуемости ионов Sm^{3+} и магнитооптических эффектов в самариевых гранатах $\text{Sm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и $\text{Sm}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$. Установлено, что четные и нечетные магнитооптические явления, обусловленные ионами самария, определяются различными электродипольными переходами. В приближении Джада-Офельта рассчитаны величины и температурные зависимости фарадеевского вращения в $\text{Sm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и $\text{Sm}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$. Установлено хорошее согласие теоретических результатов с опытными данными. Выявлена роль смешивания мультиплетов в формировании магнитооптических эффектов в исследованных соединениях.

Ион Sm^{3+} является одним из наиболее интересных объектов в исследованиях редкоземельного магнетизма. Известно, что многие свойства кристаллов с ионами самария существенно отличаются от свойств аналогичных кристаллов, не содержащих ионов Sm^{3+} . Так феррит-гранат самария $\text{Sm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ заметно выделяется в ряду других редкоземельных ферритов-гранатов тем, что обладает наибольшей магнитной анизотропией при аномально малом значении намагниченности самариевой подрешетки M_{Sm} [1]. Обращают на себя внимание особенности температурной зависимости M_{Sm} и констант анизотропии $\text{Sm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, а также богатая картина магнитных фазовых переходов в данном соединении [2-4]. Причина подобных аномалий заключается в особенностях электронной структуры ионов самария в кристаллах, значительную роль в формировании которой играет кристаллическое окружение ионов. Следует отметить, что разработанные к настоящему времени модели кристаллического поля, такие как, например, суперпозиционная, не в состоянии адекватно описать поведение электронной структуры ионов Sm^{3+} в кристаллах [5]. Поэтому в данном случае большую актуальность приобретает изучение дополнительных явлений, чувствительных к особенностям электронной структуры редкоземельных ионов. Наиболее важными из них являются магнитооптические явления, исследование которых и проводится в настоящей работе.

1. Механизмы магнитооптической активности иона самария

Существующие в литературе сведения о магнитооптических свойствах самарийсодержащих гранатов весьма противоречивы. Так, согласно [6], константа Верде самариевого галлата-граната в диапазоне длин волн $0.5-0.7 \mu\text{m}$ практически совпадает с константой Верде диамагнитного иттриевого галлата-граната. Это означает, что вклад ионов Sm^{3+} в эффект Фарадея в этом материале исчезающе мал. С другой стороны, в работе [7] показано, что величина эффекта Фарадея в самариевом феррите-гранате значительно отличается от таковой для иттриевого феррита-граната, что свидетельствует о существенном вкладе в эффект Фарадея $\text{Sm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ионов Sm^{3+} . Так, Кринчик и др. [7] обнаружили значительный температурно-независимый вклад в величину эффекта Фарадея, несомненно связанный с подрешеткой ионов самария и превышающий по величине фарадеевское вращение иттриевого феррита-граната. Природа этого противоречия в данных, относящихся к парамагнитному самариевому гранату и самариевому ферриту-гранату, в настоящее время неясна. Остается неясным также происхождение температурно-независимого вклада в величину фарадеевского вращения $\alpha_F \text{Sm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. Большой интерес представляет также и обнаруженная в [8] сильная анизотропия эффекта Фарадея самариевого феррита-граната. Все это говорит о том, что для выяснения природы этих эффектов требуется более детальное изучение поляризуемости иона самария и влияния на нее взаимодействий этого иона с другими подрешетками и кристаллическим полем. Важным представляется также и учет $J-J$ -связи, позволившей объяснить ряд особенностей магнитных свойств $\text{Sm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ [9,10].

2. Поляризуемость ионов Sm^{3+} в видимой и ультрафиолетовой областях спектра

Магнитооптические эффекты в видимой и ультрафиолетовой областях описываются зависящими от магнитного состояния системы поправками $\delta\epsilon_{ij}$ к тензору диэлектрической проницаемости. Величины $\delta\epsilon_{ij}$ определяются магнитными составляющими поляризуемости ионов вещества. Анализ магнитооптических эффектов, обусловленных ионами Sm^{3+} , будем проводить, основываясь на известном выражении Крамера для тензора поляризуемости α_{ij} [11]

$$\alpha_{ij} = \sum_{e,g} \rho_g \left\{ \frac{\langle g|d_i|e\rangle\langle e|d_j|g\rangle}{\hbar\omega + (E_e - E_g)} - \frac{\langle g|d_j|e\rangle\langle e|d_i|g\rangle}{\hbar\omega - (E_e - E_g)} \right\}, \quad (1)$$

где $d_i = \sum_n (d_n)_i$ — компонента дипольного момента иона, $(d_n)_i$ — компонента дипольного момента n -го электрона незаполненной $4f$ -оболочки иона, $|g\rangle$ и $|e\rangle$ — волновые функции соответственно основных (термически заселенных) и возбужденных состояний иона, E_g и E_e — соответствующие уровни энергии, ρ_g — заселенность уровней. В видимой и ультрафиолетовой областях спектра поляризуемость редкоземельных ионов определяется в основном электродипольными $f-d$ -переходами (за исключением весьма узких спектральных

L_1	6			4			3		2
L	6	5	4	6	5	4	5	4	4
a_1	$\frac{13}{242}$	$-\frac{13}{550}$	$-\frac{91}{3025}$	$\frac{13}{462}$	$-\frac{169}{23100}$	$-\frac{9126}{148225}$	$-\frac{1}{700}$	$-\frac{6}{175}$	$-\frac{2}{49}$
a_2	$-\frac{1}{242}$	$\frac{13}{550}$	$-\frac{91}{27225}$	$-\frac{1}{462}$	$\frac{169}{23100}$	$-\frac{169}{148225}$	$\frac{1}{700}$	$-\frac{2}{525}$	$-\frac{2}{441}$

интервалов вблизи $f-f$ -переходов). Эти переходы в свободных редкоземельных ионах R^{3+} имеют энергии порядка 10^5 см^{-1} . Рассмотрим вклад в тензор α_{ij} иона самария, обусловленный переходами из состояния основного $|S_0 = 5/2, L_0 = 5\rangle$ -терма основной конфигурации в возбужденные $[[L_1 S_1]LS]$ -термы $4f^4 5d$ -конфигурации. В символе $[[L_1 S_1]LS]$ L и S — квантовые числа терма $4f^4 5d$ -конфигурации ($S = S_0 = 5/2, L = L_0, L_0 \pm 1$), $L_1 S_1$ — квантовые числа терма исходного иона $4f^4$ -конфигурации (в нашем случае $S_1 = 2, L_1 = 2, 3, 4, 6$). Пренебрежем расщеплением уровней основного и возбужденных термов в кристаллическом и обменных полях. В этом приближении, проводя расчеты, аналогичные выполненным в [12,13], можно показать, что антисимметричные α_{ij}^a и симметричные α_{ij}^s компоненты тензора поляризуемости имеют вид

$$\alpha_{ij}^a = (1/2)t_1 i e_{ijk} \langle I_k \rangle,$$

$$\alpha_{ij}^s = t_2 \langle Q_{ij}(\mathbf{L}) \rangle, \tag{2}$$

где

$$t_q = \frac{(e r_{fd})^2}{\hbar} \sum_{(LL_1)} \frac{\omega + \omega(LL_1) - (-1)^q [\omega - \omega(LL_1)]}{\omega^2 - \omega^2(LL_1)} a_q(LL_1), \quad q = 1, 2,$$

$$a_q(LL_1) = 3p \left(G_{S_1 L_1}^{S_0 L_0} \right)^2 (2L + 1) \left\{ \begin{matrix} 3 & L_0 & L_1 \\ L & 2 & 1 \end{matrix} \right\}^2 C_q(L),$$

$$C_1(L) = -\frac{1}{L_0} \delta_{LL_0-1} - \frac{1}{L_0(L_0+1)} \delta_{LL_0} + \frac{1}{(L_0+1)} \delta_{LL_0+1},$$

$$C_2(L) = -\frac{1}{L_0(2L_0-1)} \delta_{LL_0-1} + \frac{1}{L_0(L_0+1)} \delta_{LL_0} - \frac{1}{(L_0+1)(2L_0+3)} \delta_{LL_0+1}.$$

Здесь $Q_{ij}(\mathbf{L}) = \frac{1}{2}(L_i L_j + L_j L_i) - \frac{1}{3}L_0(L_0 + 1)\delta_{ij}$ — компоненты квадрупольного момента f -оболочки редкоземельного иона, $G_{S_1 L_1}^{S_0 L_0}$ — генеалогические коэффициенты, символ $\langle \dots \rangle$ означает термическое среднее соответствующей величины, $r_{fd} = \langle f|r|d \rangle$ — радиальный интеграл, p — число электронов в $4f$ -оболочке иона.

Значения $a_q(LL_1)$ для Sm^{3+} приведены в таблице. На длинноволновом крыле разрешенных переходов можно пренебречь различием частот $\omega(LL_1)$ переходов на состояния, принадлежащие одному и тому

же $S_1 L_1$ -терму. В этом случае вклады в α_{ij}^a от переходов на состояния, возникающие из основного терма исходного иона ($L_1 = 6$), полностью компенсируют друг друга ($\sum_L a_1(L_6) = 0$) (см. таблицу).¹ В то же время, как следует из таблицы, вклад данных переходов в α_{ij}^s является максимальным.

Связь α_{ij}^a с магнитными моментами иона определяется соотношением (см., например, [14])

$$\langle I_k \rangle = -\frac{1}{\mu_B} \left(\frac{2 - g_J}{g_J} m_{0k} - m_{VVk} \right), \quad (3)$$

где μ_B — магнетон Бора, g_J — фактор Ланде основного мультиплета редкоземельного иона (в нашем случае $g_J = 2/7$), m_{0k} — компонента магнитного момента иона, обусловленная состояниями основного мультиплета, m_{VVk} — ван-Флековская составляющая магнитного момента иона, обусловленная примешиванием в поле состояний первого возбужденного мультиплета к основному мультиплету.

3. Фарадеевское вращение и намагниченность ионов самария в самариевых гранатах

Зная поляризуемость редкоземельных ионов, можно в обычно используемом лоренц-лоренцовском приближении найти их вклад в диэлектрическую проницаемость кристалла

$$\Delta \varepsilon_{ij} = b \sum_q \alpha_{ij}^{(q)},$$

$$b = 4\pi \left(\frac{n^2 + 2}{3} \right)^2,$$

где суммирование ведется по всем редкоземельным ионам в единице объема, n — средний показатель преломления вещества. В системе координат, с осью $z \parallel M$ определяющая нечетные магнитооптические эффекты гиротропная компонента тензора $\Delta \varepsilon_{ij}$ примет вид

$$\Delta \varepsilon_{xy} = -iG,$$

$$g = bd_1 \frac{1}{\mu_B} \left(\frac{2 - g_J}{g_J} M_0 - M_{VV} \right), \quad (4)$$

где M_0 — намагниченность ионов при отсутствии смешивания мультиплетов, M_{VV} — ван-Флековская составляющая намагниченности редкоземельной подсистемы.

¹ По-видимому, учет только этих переходов привел авторов [6] к заключению об исчезающе малом значении вклада ионов самария в постоянную Верде самарий-галлиевого граната.

Удельное фарадеевское вращение, определяемое формулой $\alpha_F = \omega G / (2cn)$, согласно (2), (4), можно представить в виде

$$\alpha^F = C \left(\frac{2 - g_J}{g_J} M_0 - M_{VV} \right),$$

$$C = \frac{bd_1\omega}{2\mu_B cn}. \quad (5)$$

Проанализируем температурную зависимость и величину вклада самариевой подсистемы в эффект Фарадея в $\text{Sm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. В структуре граната редкоземельные ионы размещены по шести неэквивалентным узлам, симметрия окружения которых описывается точечной группой D_2 . Для определения зависимости α_{Sm}^F от температуры необходимо найти волновые функции и уровни энергии иона Sm^{3+} для каждого типа узлов и затем рассчитать $M_0(T)$ и $M_{VV}(T)$.

Гамильтониан иона Sm^{3+} представим в виде

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{so} + \mathcal{H}_{cr} + \mathcal{H}_Z,$$

где $\mathcal{H}_{so} = ALS$ — гамильтониан спин-орбитального взаимодействия ($A \cong 300 \text{ cm}^{-1}$ — константа спин-орбитальной связи), $\mathcal{H}_Z = \mu_B(\mathbf{L} + 2\mathbf{S})\mathbf{H} + 2\mu_B\mathbf{S}\mathbf{H}_{ex}$ — гамильтониан взаимодействия иона Sm^{3+} с внешним \mathbf{H} и обменным \mathbf{H}_{ex} полями, зависимость H_{ex} от температуры T с достаточной степенью точности описывается выражением $H_{ex}(T) = H_{ex}(0)M_d(T)/M_d(0)$, $\mu_B H_{ex}(0)/k_B = 29 \text{ K}$ [15], \mathcal{H}_{cr} — гамильтониан кристаллического поля, который удобно представить в виде [16]

$$\mathcal{H}_{cr} = \sum_{kq} B_k^q (C_k^q + C_{-q}^k),$$

где $C_{[q]}^k$ — неприводимые тензорные операторы, B_k^q — параметры кристаллического поля. Далее мы воспользуемся определенным в [9] набором актуальных параметров кристаллического поля. Использование данных параметров позволило объяснить ряд опытных данных, таких как величины температур ориентационных фазовых переходов, намагниченность насыщения, аномальные температурные зависимости намагниченности и магнитного линейного дупреломления самариевой подсистемы [3,9,10,17].

Рассмотрим случай $M_{Fe} \parallel [111]$. Для иона Sm^{3+} в τ -м неэквивалентном узле собственные функции основного мультиплетта, расщепленно-кристаллическим, обменным и внешним магнитным полями, можно представить (в лабораторной системе координат с осью $z \parallel \mathbf{M}$) в виде

$$|g_{n0}\rangle = \sum_m C_{nm}^r |L_0 S_0 J_0 m\rangle, \quad (6)$$

(C_{nm}^r — коэффициенты разложения волновой функции по состояниям $|J_0 m\rangle$), а собственные значения энергии будут

$$E_n^r = \langle g_{n0}^r | \mathcal{H}_{cr} - \mu_B g_J H_{eff}^0 J_z | g_{n0}^r \rangle, \quad (7)$$

где $H_{\text{эф}}^0 = H - [2(g_J - 1)/g_J]H_{\text{ex}}$ — эффективное магнитное поле, воздействующее на основной мультиплет иона самария. Учтем теперь смешивание в поле волновых функций основного и первого возбужденного мультиплетов. С точностью до членов первого порядка малости по $|\mathcal{H}_Z|/\Delta \ll 1$, $\Delta = A(J + 1) \approx 10^3 \text{ см}^{-1}$ (Δ — расстояние между основным и первым возбужденным мультиплетами) найдем

$$|g_n^r\rangle = |g_{n0}^r\rangle + |\delta g_n^r\rangle = \sum_m C_{nm}^r \left\{ |LSJm\rangle + \frac{\mu_B H_{\text{эф}}^1 s_m}{A(J + 1)} |LSJ + 1m\rangle \right\}, \quad (8)$$

где

$$H_{\text{эф}}^1 = H - 2H_{\text{ex}}, \quad s_m = g_J' [1 - m^2/(J + 1)^2]^{1/2},$$

$$g_J' = - \left\{ \frac{(L + S + J + 2)(L + S - J)(L - S + J + 1)(S - L + J + 1)}{4(2J + 1)(2J + 3)} \right\}^{1/2}.$$

При этом

$$M_0 = \frac{N_R}{6} \mu_B g_J \sum_{rnm} |C_{nm}^r|^2 m \rho_n^r, \quad (9)$$

$$M_{VV} = \frac{N_R}{3\Delta} \mu_B^2 H_{\text{эф}}^1 g_J \sum_{mir} |C_{im}^r|^2 s_m^2 \rho_i^r,$$

$$\rho_i^r = \exp(-E_i^r/T) / \sum_k \exp(-E_k^r/T), \quad (10)$$

N_R — плотность редкоземельных ионов.

Проведем вначале качественный сравнительный анализ температурных зависимостей намагниченности и фарадеевского вращения ионов Sm^{3+} в $\text{Sm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. Отметим, что знак M_0 совпадает со знаком $H_{\text{эф}}^0$, так как для ионов самария в $\text{Sm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, если

$$H_{\text{эф}}^0 = H + 5H_{\text{ex}} > 0,$$

и $M_0 > 0$. В то же время, поскольку $M_{VV} \sim H_{\text{эф}}^1$, при $H < 2H_{\text{ex}}$ $M_{VV} < 0$. При низких температурах $M_0 > |M_{VV}|$. С ростом температуры по мере заселения уровней основного мультиплета $M_0 \rightarrow 0$, в то время как M_{VV} при этом меняется слабо. Данное обстоятельство приводит к существованию такого значения $T = T_0$, при котором M_{Sm} меняет знак [18]. Однако аналогичной компенсации вкладов M_0 и M_{VV} в фарадеевское вращение вследствие того, что они входят в α_{Sm}^R с разными знаками (см. (5)), не происходит, и α_{Sm}^F при изменении температуры знак не меняет.

Для определения количественных характеристик в данной работе были проведены численные расчеты $M_{\text{Sm}}(T)$ и $\alpha_{\text{Sm}}^F(T)$. Волновые функции (8) и уровни энергии (7) были определены путем решения секулярного уравнения $\det|\mathcal{H}_i - \lambda_i E| = 0$ для каждой из шести неэквивалентных позиций, занимаемых ионами Sm^{3+} , с последующим переходом от локальной системы координат к лабораторной. Затем по формулам (9),

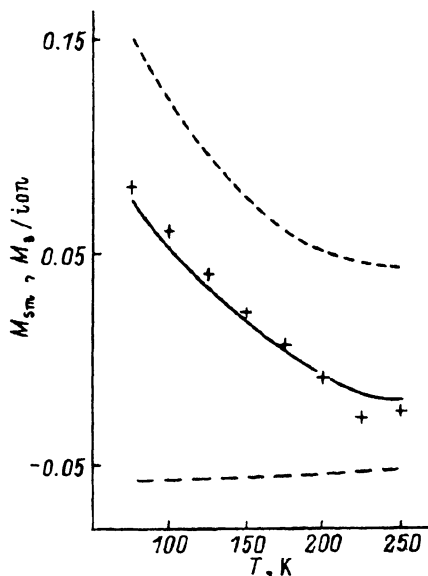


Рис. 1. Температурная зависимость намагниченности ионов самария в $\text{Sm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$.

Точки — экспериментальные данные [18], сплошная линия — расчетные данные, пунктир — $M_0(T)$, штриховая линия — $M_{VV}(T)$.

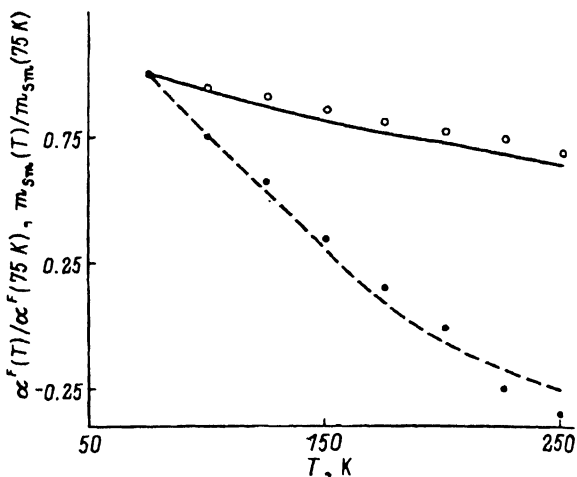


Рис. 2. Температурные зависимости относительного угла поворота плоскости поляризации $\text{Sm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ $\alpha^F(T)$ и относительной намагниченности самариевой подрешетки $m_{\text{Sm}}(T)$.

Кружки — экспериментальные данные для $\alpha^F(T)$ [18], сплошная линия — расчет $\alpha^F(T)$, точки — $m_{\text{Sm}}(T)$, экспериментальные данные [18], штриховая линия — $m_{\text{Sm}}(T)$, теория.

(10) были рассчитаны зависимости $M_0(T)$ и $M_{VV}(T)$, которые (для случая $\mathbf{H} \parallel [111]$) приведены на рис. 1. Далее была определена температурная зависимость α_{Sm}^F (см. (5)). Теоретические и экспериментальные зависимости $\alpha_{\text{Sm}}^F(T)/\alpha_{\text{Sm}}^F(75 \text{ K})$ и $M_{\text{Sm}}(T)/M_{\text{Sm}}(75 \text{ K})$ при $\mathbf{H} \parallel [111]$ изображены на рис. 2. Видно, что наблюдается хорошее согласие экспериментальных и теоретических данных. Отметим, что зависимость $\alpha_{\text{Sm}}^F(T)$ достаточно близка к $M_0(T)$. Данное обстоятельство следует из (5). Действительно, согласно (5), имеем

$$\alpha_{\text{Sm}}^F = C(6M_0(T) - M_{VV}(T)) \approx 7CM_0(T),$$

поскольку в исследуемом интервале температур $M_0 \approx \|M_{VV}$.

Мы исследовали поведение $\alpha_{\text{Sm}}^F(T)$ и $M_{\text{Sm}}(T)$ $\text{Sm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ в пределе слабых полей ($H \rightarrow 0$). Проанализируем теперь кратко влияние внешнего магнитного поля на температурные зависимости α_{Sm}^F и M_{Sm} . По мере увеличения внешнего магнитного поля M_{VV} уменьшается, при этом зависимости $\alpha_{\text{Sm}}^F(T)$ и $M_{\text{Sm}}(T)$ становятся все более близкими друг к другу (см. (9), (10)) и совпадают при $H = 2H_{\text{ex}}$ (431 kOe). При дальнейшем увеличении H поведение $\alpha_{\text{Sm}}^F(T)$ и $M_{\text{Sm}}(T)$ в некотором смысле становится противоположным случаю $H < 2H_{\text{ex}}$: уменьшение α_{Sm}^F с увеличением температуры становится более резким, чем уменьшение M_{Sm} .

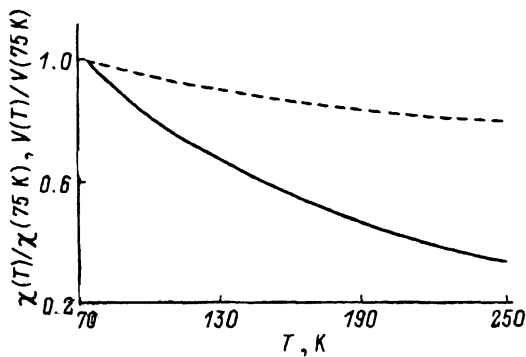


Рис. 3. Приведенные температурные зависимости для $\text{Sm}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$. Штриховая линия — $\chi(T)/\chi(75\text{ K})$, сплошная линия — $V(T)/V(75\text{ K})$.

Оценим теперь величину α_{Sm}^F при $T = 75\text{ K}$. Пренебрежем различиями значений $\omega(L_1L)$. При $\hbar\omega(L_1L) \simeq \hbar\omega_0 = 10^5\text{ cm}^{-1}$, $\hbar\omega = 7.5 \cdot 10^3\text{ cm}^{-1}$, $r_{fd} \simeq 0.4\text{ \AA}$, $n_0 = 2.22$, $N_R = 4.233 \cdot 10^{21}\text{ cm}^{-3}$, $M_0(75\text{ K}) = 0.18\mu\text{B}$, $M_{VV}(75) = -0.11\mu\text{B}$ для света с длиной волны $\lambda = 1.15\mu\text{m}$, согласно (5) и (2), получим $\alpha_{\text{Sm}}^F \approx -500\text{ deg/cm}$, что близко к соответствующему экспериментальному значению $\alpha_{\text{Sm}}^F \approx -680\text{ deg/cm}$ [18]. Таким образом, основной вклад в фарадеевское вращение ионов самария в указанной спектральной области действительно вносят $f-d$ -переходы.

Обсудим теперь вклад ионов Sm^{3+} в эффект Фарадея $\text{Sm}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$. Прежде всего отметим, что α_{Sm}^F в данном случае также определяется формулами (5), (9), (10), в которых следует положить $H_{\text{ex}} = 0$. При этом $M_0 > 0$ и $M_{VV} \rightarrow 0$. Температурные зависимости $\chi_0 = M_0/H$ и $\chi_{VV} = M_{VV}/H$, необходимые для анализа зависимостей $M(T)$ и $\alpha_{\text{Sm}}^F(T)$, приведены на рис. 2 работы [6]. Интересно отметить, что для температурного поведения намагниченности и фарадеевского вращения самариевой подсистемы в $\text{Sm}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ реализуется ситуация, обратная $\text{Sm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. Именно в $\text{Sm}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ $\chi_{\text{Sm}} = \chi_0(T) + \chi_{VV}(T)$ при изменении температуры знак не меняет, в то время как константа Верде

$$V(T) = \alpha_{\text{Sm}}^F/H = C \left(\frac{2 - g_J}{g_J} \chi_0 - \chi_{VV} \right) \quad (11)$$

должна изменять свой знак. Температурные зависимости $\chi(T)/\chi(75\text{ K})$ и $V(T)/V(75\text{ K})$, построенные при использовании рассчитанных в [6] значений $\chi_0(T)$ и $\chi_{VV}(T)$, изображены на рис. 3. Оценим теперь исходя из (11) вклад ионов Sm^{3+} в постоянную Верде $\text{Sm}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$. При $\lambda = 0.63\mu\text{m}$, $T = 75\text{ K}$ и используемых ранее для $\text{Sm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ значений $\hbar\omega_0$, r_{fd} , n_0 , N_R получим $V_{\text{Sm}}(75\text{ K}) \simeq -10^{-2}\text{ min}/(\text{cm} \cdot \text{Oe})$. В то же время константа Верде диамагнитного граната $\text{Y}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (YGG), согласно [19], равна $V_{\text{YGG}}(75\text{ K}) \simeq 4.5 \cdot 10^{-2}\text{ min}/\text{cm} \cdot \text{Oe}$. Данные величины V_{Sm} и V_{YGG} согласуются со значением константы Верде $\text{Sm}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ $V = 3.6 \cdot 10^{-2}\text{ min}/(\text{cm} \cdot \text{Oe})$, измеренным в [6]. Значение $V_{\text{Sm}}(T)$ (см. (11)) превышает V_{YGG} лишь при достаточно низких температурах ($T < 15\text{ K}$).

Обсудим теперь кратко полученные результаты. Прежде всего отметим, что смешивание мультиплетов ионов Sm^{3+} в поле в общем случае играет существенную роль в формировании широкого круга магнитных свойств самарийсодержащих сред. Учет данного обстоятельства позволил с единых позиций описать наблюдаемые зависимости намагниченности [9,10], эффекта Фарадея и магнитного линейного двупреломления [17] самариевых гранатов от температуры, а также получить величины эффектов, близкие к опытным. Следует отметить, что зачастую результаты изменений физических свойств $\text{Sm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (например, магнитного линейного двупреломления и пр.) при изменении внешнего поля и температуры значительно отличаются от закономерностей, установленных ранее для кристаллов с тяжелыми редкоземельными ионами. Данное обстоятельство также обусловлено существенной ролью смешивания мультиплетов ионов Sm^{3+} . Важно отметить, что учет J - J -связи приводит к существованию значительной величины магнитной и магнитооптической анизотропии самариевых гранатов в области высоких температур, где влияние других (особенно тяжелых) редкоземельных ионов становится несущественным [1,17]. Представляет интерес также и тот факт, что основной вклад в магнитное линейное двупреломление $\text{Sm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ вносят электродипольные переходы в ионах Sm^{3+} на термы, возникающие в рамках генеалогической схемы, из основного термина ($L_1 = 6$) исходного иона (см. таблицу), в то время как вклады данных переходов в эффект Фарадея полностью компенсируют друг друга (см. таблицу), так что четные и нечетные магнитооптические эффекты самарийсодержащих сред обусловлены различными электродипольными переходами. Данное обстоятельство должно привести к существенному различию спектральных зависимостей четных и нечетных магнитооптических эффектов вблизи края f - d -переходов, что является важным для магнитооптики в рентгеновском диапазоне. Весьма важным представляется и то, что изучение магнитооптических эффектов $\text{Sm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ позволило подтвердить адекватность используемой ранее схемы кристаллического поля, действующего на ионы самария.

Работа поддержана грантами РФФИ № 950206051-А и INTAS N 95-3569.

Список литературы

- [1] S. Geller, H.J. Williams, R.C. Sherwood. Phys. Rev. **131**, 1080 (1963).
- [2] S. Geller, G. Ballestrino. Phys. Rev. **B21**, 4055 (1980).
- [3] Г.А. Бабушкин, В.А. Бородин, В.Д. Дорошев, А.К. Звездин, Р.З. Левитин, А.И. Попов. Письма в ЖЭТФ **35**, 38 (1982).
- [4] В.А. Бородин, В.Д. Дорошев, Р.З. Левитин, В. Неквасил. ЖЭТФ **86**, 2250 (1984).
- [5] А. Эшенфельдер. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. Мир. М. (1983). С. 496.
- [6] У.В. Валиев, А.А. Ключков, В. Неквасил, А.И. Попов, Б.Ю. Соколов. ФТТ **29**, 6, 1640 (1987).
- [7] Г.С. Криничик, В.С. Гушин, Н.И. Цидаева. ЖЭТФ **86**, 700 (1984).
- [8] M. Guillot, H. le Gall, J.M. Desvignes, M. Artinian. J. Appl. Phys. **70**, 10, 6401 (1991).
- [9] О.А. Дорофеев, А.И. Попов. ФТТ **31**, 124 (1989).
- [10] О.А. Дорофеев, А.И. Попов. ФТТ **32**, 11 (1990).

- [11] М. Борн, Хуан Кунь. Динамическая теория кристаллических решеток. Иностранная литература. М. (1958). С. 488.
- [12] У.В. Валиев, А.К. Звездин, Г.С. Кринчик, К.М. Мукимов, А.И. Попов. ЖЭТФ **85**, 311 (1983).
- [13] А.К. Звездин, А.И. Попов, Х.И. Туркменов. ФТТ **28**, 6, 1760 (1986).
- [14] У.В. Валиев, А.И. Попов, Б.Ю. Соколов. Опт. и спектр. **61**, 1141 (1986).
- [15] J.A. White. J. Chem. Phys. **51**, 3013 (1969).
- [16] V.G. Wyborne. Spectroscopic properties of rare earths. Inter. publ. divis. N. Y. (1965). P. 236.
- [17] О.А. Дорофеев, А.И. Попов. ФТТ **32**, 6, 1467 (1993).
- [18] M. Guillot, H. le Gall, A. Marchand. IEEE Trans. Magn. **MAG-22**, 1239 (1986).
- [19] У.В. Валиев, А.А. Клочков, А.И. Попов, Б.Ю. Соколов. Опт. и спектр. **66**, 613 (1989).