

УДК 537.632.4

Температурное поведение магнитооптической активности $f-f$ переходов в ионе Dy^{3+} в оксидных стеклах

Алёна Ю. Строкова*

Институт инженерной физики и радиоэлектроники
Сибирский федеральный университет,
Свободный, 79, Красноярск, 660041,
Россия

Александр Л. Сухачёв

Александр В. Малаховский†

Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН
Академгородок, 50/38, Красноярск, 660036,
Россия

Получена 03.12.2010, окончательный вариант 05.02.2011, принята к печати 10.03.2011

В настоящей работе проведено исследование температурной зависимости (94–293 K) спектров поглощения и магнитного кругового дихроизма $f-f$ переходов: ${}^6H_{15/2} \rightarrow {}^6F_{3/2}, {}^6F_{5/2}, {}^6(F_{7/2} + H_{5/2}), {}^6(F_{9/2} + H_{7/2})$ в ионах Dy^{3+} в стеклах: $Dy_2 [Dy_2O_3 + (P_2O_5SiO_2 - GeO_2)]$ и $Dy_3, Dy_5 [Dy_2O_3 + (La_2O_3 - Al_2O_3 - B_2O_3 - SiO_2 - GeO_2)]$, различающихся концентрацией Dy_2O_3 . На основании этих данных получены температурные зависимости парамагнитной магнитооптической активности (МОА) переходов. Обнаружено, что температурные зависимости МОА некоторых переходов существенно отклоняются от закона Кюри-Вейсса. Проанализирована причина различной величины и различного температурного поведения парамагнитной МОА одинаковых переходов в различных стеклах. Показано, что МОА содержит вклады разной величины и знака, соотношение которых зависит от типа перехода и симметрии окружения, что приводит в ряде случаев к аномальному поведению парамагнитной магнитооптической активности от температуры.

Ключевые слова: магнитный круговой дихроизм; магнитооптическая активность; стекла, содержащие редкоземельные элементы.

Введение

Магнитооптические свойства соединений редкоземельных (РЗ) элементов с незаполненной $4f$ электронной оболочкой исследуются очень широко вследствие большой важности этих соединений для различных оптических применений. Одно из самых важных полезных физических свойств РЗ ионов, включая трехвалентные ионы Dy , — высокая магнитооптическая активность.

Спектры поглощения РЗ ионов в стеклах различных составов, содержащих диспрозий, исследовались в большом количестве работ, например в [1–4]. В связи с использованием стекол, активированных РЗ элементами, в магнитооптических устройствах большое внимание уделялось магнитному круговому дихроизму (МКД), наблюдаемому только в пределах полос поглощения (в частности, $f-f$ полос). МКД предоставляет дополнительные возможности изучения вырожденных электронных уровней, расщепляемых в кристаллическом и

*strokovaaloyna@mail.ru

†malakha@iph.krasn.ru

© Siberian Federal University. All rights reserved

магнитном полях. Известны работы, посвященные спектральным зависимостям МКД $f-f$ переходов для Er^{3+} , Pr^{3+} и Ho^{3+} в натриевых стеклах [5, 6], Er^{3+} в фосфатных стеклах [7, 8], Ho^{3+} , Nd^{3+} и Pr^{3+} во фторидно-ирконатных стеклах [9–11]. В [12, 13] впервые были представлены спектры МКД Dy^{3+} в оксидных стеклах совместно со спектрами поглощения для ряда $f-f$ переходов и обнаружено существенное различие парамагнитной магнитооптической активности (МОА) этих переходов и некоторое отклонение их температурной зависимости от закона Кюри-Вейсса. Для дальнейшего выяснения природы этого явления в настоящей работе предпринято исследование температурной зависимости МОА $f-f$ переходов в Dy^{3+} в двух типах оксидных стекол: фосфатно-силикатно-германатном и алюмоборосиликогерманатном (с двумя концентрациями диспрозия).

1. Эксперимент

Спектры поглощения получены по двулучевой методике на автоматическом спектрометре, сконструированном на базе монохроматора МДР-2. МКД измерялся методом модуляции поляризации света с помощью пьезомодулятора. Оптическая ширина щели была 1,6 нм. Температура поддерживалась с точностью $\sim \pm 1$ К. Исследовались стекла двух составов: Dy2 ($\text{Dy}_2\text{O}_3 - \text{P}_2\text{O}_5 - \text{SiO}_2 - \text{GeO}_2$) и Dy3, Dy5 ($\text{Dy}_2\text{O}_3 - \text{La}_2\text{O}_3 - \text{Al}_2\text{O}_3 - \text{B}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2 - \text{GeO}_2$). Массовые концентрации ионов диспрозия в образцах представлены в табл. 1. Стекла были из-

Таблица 1. Состав стекол и концентрация диспрозия

Название образца	Состав матрицы	Концентрация PЗ, C (mol/l)
Dy2	$\text{Dy}_2\text{O}_3 + (\text{P}_2\text{O}_5 - \text{SiO}_2 - \text{GeO}_2)$	7,50
Dy3	$\text{Dy}_2\text{O}_3 + (\text{La}_2\text{O}_3 - \text{Al}_2\text{O}_3 - \text{B}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2 - \text{GeO}_2)$	24,3
Dy5	$\text{Dy}_2\text{O}_3 + (\text{La}_2\text{O}_3 - \text{Al}_2\text{O}_3 - \text{B}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2 - \text{GeO}_2)$	0,615

готовлены в Государственном оптическом институте им. С.И. Вавилова (Санкт-Петербург). Технология их получения была описана ранее [14]. На рис. 1 и 2 показаны, соответственно, спектры поглощения и МКД стекол Dy2, Dy3 и Dy5. Полосы поглощения и МКД были аппроксимированы гауссовыми кривыми, и получены температурные зависимости их параметров (положения, ширины и интенсивности) для переходов ${}^6H_{15/2} \rightarrow {}^6F_{3/2}$, ${}^6F_{5/2}$, ${}^6(F_{7/2} + H_{5/2})$, ${}^6(F_{9/2} + H_{7/2})$. На основании этих данных получены температурные зависимости парамагнитной МОА переходов: отношения нулевых моментов полос МКД и поглощения (на рис. 3–5 показаны обратные МОА, на рис. 6 отобразена прямая зависимость).

Согласно теории Ван-Флека и Хебба [15], парамагнитная МОА пропорциональна парамагнитной восприимчивости и должна подчиняться закону Кюри или Кюри-Вейсса. Однако некоторые из экспериментальных зависимостей, приведенных на рис. 3–6, существенно отличаются от этого закона. Полученные экспериментальные результаты ставят несколько вопросов: 1. Вследствие чего происходит отклонение температурного поведения парамагнитной МОА $f-f$ переходов от закона Кюри-Вейсса? 2. Каковы причины различия в поведении парамагнитной МОА одинаковых переходов в различных стеклах? 3. Чем определяется величина МОА?

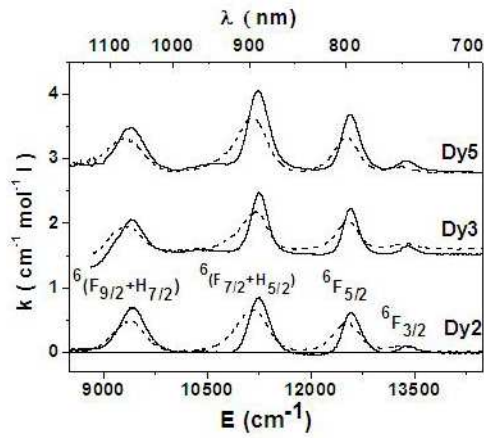


Рис. 1. Спектры оптического поглощения стекол Dy2, Dy3 и Dy5 при температурах 100 К (сплошная линия) и 293 К (пунктирная линия)

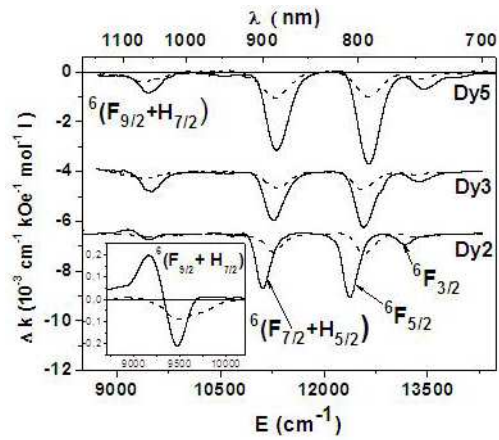


Рис. 2. Спектры МКД стекол Dy2, Dy3 и Dy5 при температурах 100 К (сплошная линия) и 293 К (пунктирная линия)

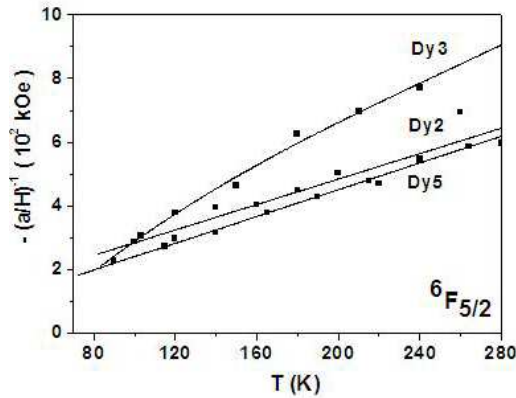


Рис. 3. Температурная зависимость обратной парамагнитной МОА f - f перехода ${}^6F_{5/2}$ в ионах Dy^{3+} для стекол Dy2, Dy3, Dy5

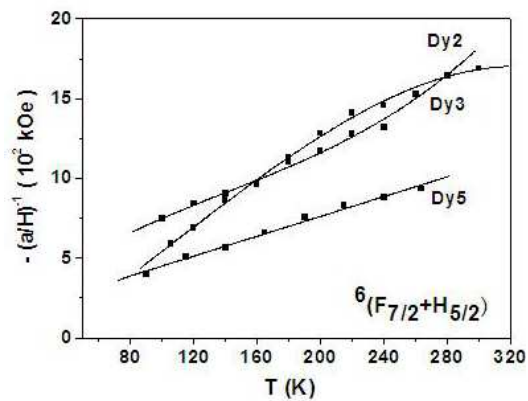


Рис. 4. Температурная зависимость обратной парамагнитной МОА f - f перехода ${}^6(F_{7/2} + H_{5/2})$ в ионах Dy^{3+} для стекол Dy2, Dy3, Dy5

2. Результаты и обсуждение

Как было упомянуто выше, интегральная парамагнитная магнитооптическая активность (МОА) переходов между J -мультиплетами описывается соотношением

$$a = \frac{\langle \Delta k(\omega) \rangle_0}{\langle k(\omega) \rangle_0},$$

здесь k и Δk — коэффициенты поглощения и магнитный круговой дихроизм (МКД) соответственно, относящиеся к полосе поглощения $J_1 \rightarrow J_2$. В газе свободных атомов парамагнитный МКД содержит только зависящий от температуры C — член: $a = \frac{A\mu_B H}{kT}$, который обусловлен разностью заселенностей компонент расщепления основного состояния в магнитном поле.

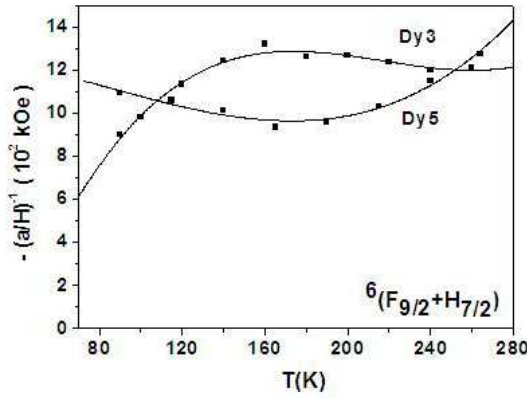


Рис. 5. Температурная зависимость обратной парамагнитной МОА f - f перехода ${}^6(F_{9/2} + H_{7/2})$ в ионах Dy^{3+} для стекол Dy3, Dy5

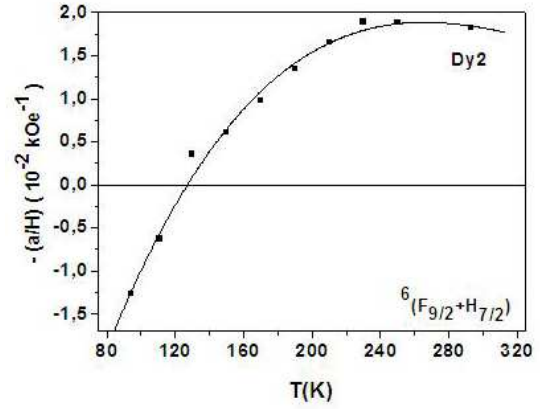


Рис. 6. Прямая температурная зависимость парамагнитной МОА f - f перехода ${}^6(F_{9/2} + H_{7/2})$ в ионах Dy^{3+} для стекла Dy2

Теоретические значения МОА f - f переходов могут быть рассчитаны с использованием двух методов. Во-первых, переходы внутри $4f$ оболочки (f - f переходы) запрещены по четности и могут быть разрешены благодаря примешиванию состояний противоположной четности нецентросимметричными компонентами кристаллического поля (КП), как статического, так и связанного с колебаниями решетки (рис. 7). Поэтому интенсивность и магнитооптические

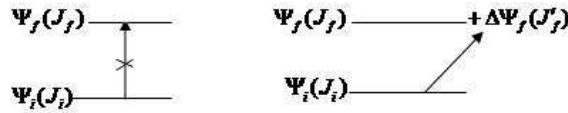


Рис. 7. Разрешение запрещенных переходов по четности

свойства таких переходов чувствительны к локальному окружению $4f$ ионов. Состояния, примешанные к $4f$ состояниям, должны также обеспечивать разрешение по полному моменту согласно правилу отбора: $|J'_f - J_i| \leq 1$, где J_i — полный момент исходного состояния, а J'_f — примеси к конечному состоянию. Таким образом, разрешение f - f переходов из основного состояния $J = 15/2$ может быть обеспечено примесью состояний с $J = 13/2$, $J = 15/2$ и $J = 17/2$ к возбужденному $4f$ состоянию. Согласно [13], МОА переходов из основного состояния в примешанные состояния равны:

$$\begin{aligned}
 \text{для перехода } J \rightarrow (J-1) = 13/2: & \quad A = -g(J+1)/2 = -5.66, \\
 \text{для перехода } J \rightarrow J = 15/2: & \quad A = -g/2 = -0.66, \\
 \text{для перехода } J \rightarrow (J+1) = 17/2: & \quad A = +gJ/2 = +5.
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь $g = 4/3$ — фактор Ланде основного состояния ${}^6H_{15/2}$. Для разрешенных переходов в свободном атоме МОА описывается соотношениями (1), и она вполне однозначна. Для f - f переходов эти величины дают только максимально возможные МОА, так как, прежде всего, несколько примесей к $4f$ состояниям могут иметь место.

Сравнив полученные теоретические значения МОА (1) с экспериментальными (см. табл. 2) при $T = 293$ К, когда наиболее равномерно заселены компоненты расщепления основного состояния в КП и, следовательно, наиболее применимы результаты (1), можно

утверждать, что для Dy2 и Dy3 к состояниям ${}^6F_{3/2}$ и ${}^6F_{5/2}$ примешивается только состояние $J = 13/2$, а к состояниям ${}^6(F_{7/2} + H_{5/2})$ примешиваются также состояния $J = 15/2$ и (или) $J = 17/2$. В разрешении перехода ${}^6(F_{9/2} + H_{7/2})$ могут принимать участие одновременно все перечисленные выше примеси к возбужденному состоянию.

Таблица 2. Экспериментальные и теоретические парамагнитные МОА (А) переходов при $T = 300$ К

Переход	А (эксперим.) Dy2	А (эксперим.) Dy3	А (эксперим.) Dy5 (<i>mol/l</i>)
${}^6H_{15/2}(4f^9)$			
${}^6(F_{9/2} + H_{7/2})$	-0,78	-4,3	-2,8
${}^6(F_{7/2} + H_{5/2})$	-2,2	-2,6	-4,7
${}^6F_{5/2}$	-5,2	-4,6	-7,1
${}^6F_{3/2}$	-6(± 1)	-6(± 1)	-8,8

Состояния с полуцелыми моментами, по крайней мере, дважды вырождены в любом КП и имеют магнитный момент. Следовательно, имеет место температурно-зависимый парамагнитный МКД. Как было отмечено выше, по теории Ван-Флека и Хебба [15], парамагнитная МОА должна подчиняться закону Кюри или Кюри-Вейсса. Для разрешенных переходов это действительно так. Однако полученный в данной работе результат (рис. 5, 6) показывает, что МОА f - f переходов может существенно отклоняться от закона Кюри-Вейсса, вплоть до изменения знака (рис. 6). Это происходит потому, что, как показано выше, МОА f - f переходов состоит из нескольких вкладов различной величины и знака, соотношение которых зависит от типа перехода и от заселенности компонент расщепления основного состояния кристаллическим полем, что приводит к дополнительной зависимости МОА от температуры. В частности, температурные зависимости МОА f - f перехода ${}^6H_{15/2} \rightarrow {}^6F_{5/2}$ в стеклах Dy2 и Dy5 следуют закону Кюри-Вейсса. Напротив, температурные зависимости МОА f - f переходов ${}^6H_{15/2} \rightarrow {}^6F_{5/2}$, ${}^6(F_{7/2} + H_{5/2})$ в стекле Dy3, а также ${}^6H_{15/2} \rightarrow {}^6(F_{9/2} + H_{7/2})$ в стеклах Dy2, Dy3 и Dy5 отклоняются от закона Кюри-Вейсса. Следовательно, если к возбужденному состоянию примешивается несколько состояний, как, например, к состояниям ${}^6(F_{9/2} + H_{7/2})$, в стекле Dy2 могут примешиваться одновременно все состояния с $J = 13/2$, $15/2$ и $17/2$, то, вероятнее всего, температурное поведение МОА будет отклоняться от закона Кюри-Вейсса (см. рис. 6). Нетрудно заметить, что МОА одинаковых переходов ведет себя по-разному в различных стекловых матрицах (см. рис. 3-6). Это говорит о том, что существует различие в симметрии ближайшего окружения иона диспрозия. Рассмотрим получившиеся экспериментальные значения МОА образцов Dy3 и Dy5, состав матрицы которых одинаков, а концентрация ионов Dy^{3+} различна (см. табл. 1). Видно, что величины МОА f - f переходов в данных стеклах существенно отличаются друг от друга, что также говорит о различии в симметрии ближайшего окружения иона Dy^{3+} в исследуемых стеклах.

Второй метод анализа МОА заключается в использовании теории Джадда-Офельта [16]. В этой теории сила запрещенного перехода

$$|D_{\alpha}^{if}|^2 = \left[\sum_k \frac{\langle i|D_{\alpha}|k\rangle\langle k|V|f\rangle}{E_f - E_k} + \sum_k \frac{\langle k|D_{\alpha}|f\rangle\langle k|V|i\rangle}{E_i - E_k} \right]^2, \quad (2)$$

где α — поляризация перехода между состояниями $\langle i|$ и $\langle f|$, V — оператор нечетной составляющей кристаллического поля. Состояние $\langle k|$ имеет четность, противоположную четности состояний $\langle i|$ и $\langle f|$. Первое упрощающее предположение в теории Джадда-Офельта состоит в том, что энергии E_k считаются независимыми от k , то есть все примешанные состояния

вырождены. Второе упрощающее предположение в этой теории состоит в том, что компоненты расщепления основного состояния в КП заселены одинаково и поэтому суммирование интенсивностей переходов по штарковским компонентам основного состояния эквивалентно суммированию по магнитному квантовому числу M_i [16]. После ряда преобразований из (2) было получено [16]:

$$|D_{if}|^2 = e^2 [3(2J_i + 1)]^{-1} \sum_{\lambda} \Omega_{\lambda} \Gamma_{\lambda}^2 \equiv \sum_{t\lambda} D(t\lambda), \quad (3)$$

где Ω_{λ} — параметры Джадда-Офельта, а Γ_{λ} — параметры, которые рассчитываются теоретически и зависят только от типа перехода и от симметрии окружения. Величины $D(t\lambda)$ — это парциальные силы перехода, которые описывают вклад членов с различными значениями t и λ в силу перехода. Числа λ — четные. Максимальное значение $\lambda_{max} = 2l$, где l — орбитальное квантовое число электрона. Для f оболочек, таким образом, $\lambda = 2, 4, 6$. Числа λ характеризуют правила отбора для запрещенных по четности переходов:

$$|J_f - J_i| \leq \lambda. \quad (4)$$

Число t (ранг сферического тензора в разложении КП по сферическим гармоникам) может принимать значения

$$t = \lambda \pm 1. \quad (5)$$

В стекле параметры кристаллического поля, как четного, так и нечетного, пространственно неоднородны. В работе [8] было проведено статистическое усреднение по всем возможным ориентациям осей редкоземельных центров. (Следует, однако, заметить, что, как показано в [1], сами искажения ближайшего окружения РЗ иона не являются полностью случайной величиной.) Это позволило упростить задачу, и было получено выражение для парамагнитной МОА перехода $J_i \rightarrow J_f$, соответствующей конкретным величинам λ и t :

$$A = \frac{C(t, \lambda)}{D(t, \lambda)} = \frac{g_i}{8\lambda(\lambda + 1)} [t(t + 1) - \lambda(\lambda + 1) - 2][J_f(J_f + 1) - J_i(J_i + 1) - \lambda(\lambda + 1)]. \quad (6)$$

Здесь g_i — фактор Ланде исходного состояния. Это выражение интересно тем, что в нем отсутствуют параметры Ω_{λ} , характеризующие интегральную интенсивность $J_i \rightarrow J_f$ перехода и присутствующие в (3). Однако при желании теоретически вычислить более полную магнитооптическую активность перехода (учитывающую все возможные значения параметра λ) знание параметров Ω_{λ} необходимо даже при определенном значении t [8]. В то же время, найти эти параметры для стекла, строго говоря, нельзя, так как прежде необходимо теоретически рассчитать параметры Γ_{λ} в (3), зависящие от симметрии КП, которая в стекле не известна. Однако параметры Γ_{λ} слабо зависят от симметрии КП и потому считаются независимыми от окружения.

Таблица 3. Теоретические парамагнитные МОА (A) переходов

J_f	9/2	9/2	7/2	7/2	5/2	3/2
λ	4	6	4	6	6	6
t	3; 5	5; 7	3; 5	5; 7	5; 7	5; 7
A	+4,9; -3,93	+4,5; -3,86	+5,66; -4,53	+5; -4,28	+5,38; -4,61	+5,66; -4,88

С помощью равенства (6), учитывая соотношение (5), мы рассчитали МОА для переходов, удовлетворяющих правилу отбора (4) при различных значениях λ и t . Результаты

расчетов представлены в табл. 3. Сравнивая эти цифры с экспериментальными результатами, можно найти нечетные сферические гармоники кристаллического поля, влияющие на разрешение $f-f$ переходов в каждом конкретном стекле. Например, наименьшая неопределенность в теоретических предсказаниях относится к переходам ${}^6H_{15/2} \rightarrow {}^6F_{5/2}$ и $\rightarrow {}^6F_{3/2}$. Экспериментальная парамагнитная МОА этих переходов во всех стеклах по знаку и по величине соответствует активности седьмой гармоники КП. В разрешении переходов ${}^6H_{15/2} \rightarrow {}^6(F_{7/2} + H_{5/2})$ и $\rightarrow {}^6(F_{9/2} + H_{7/2})$ явно участвуют и другие гармоники КП или слагаемые в (3) с другими значениями λ , которые дают вклады в МКД другого знака (табл. 3).

Выводы

Получены температурные зависимости парамагнитной МОА $f-f$ переходов в ионе Dy^{3+} в трех оксидных стеклах. Обнаружено, что величина и температурная зависимость МОА одних и тех же переходов в различных стеклах различна. Температурная зависимость МОА в ряде случаев существенно отличается от закона Кюри–Вейсса, который выполняется для МОА разрешенных электронных переходов. Как ранее было показано [13], МОА запрещенных $f-f$ переходов может состоять из нескольких вкладов, отличающихся величиной и знаком, которые соответствуют различным примешанным состояниям противоположной четности, разрешающим переход по четности. Основываясь на полученных экспериментальных данных, мы определили примешанные состояния. С помощью модели, использующей теорию Джадда–Офельта, найдена нечетная сферическая гармоника кристаллического поля, влияющая на разрешение некоторых $f-f$ переходов в исследованных стеклах. В случае, когда существует более одного вклада в МОА, ее температурная зависимость может отклоняться от закона Кюри–Вейсса. Это объясняется тем, что соотношение вкладов в МОА зависит от изменения заселенности компонент расщепления основного состояния кристаллическим полем с изменением температуры. Соотношение примешанных состояний противоположной четности зависит от величины и симметрии локального кристаллического поля. Следовательно, различие величины и поведения МОА одинаковых переходов в разных стеклах означает различие локального окружения иона Dy^{3+} в различных стеклах. Показано, что локальное окружение зависит не только от стекольной матрицы, но и от концентрации иона Dy^{3+} .

Авторы благодарны Т.В.Зарубиной за предоставленные образцы.

Список литературы

- [1] I.S.Edelman, A.V.Malakhovskii, A.M.Potseluyko, T.V.Zarubina, A.V.Zamkov, *J. Non-Cryst Solids*, **306**(2002), 120.
- [2] K.Binnemans, R.Van Deun, C.Görrler-Walrand, J.L.Adam, *J. Non-Cryst Solids*, **238**(1998), 11.
- [3] P.Babu, C.K.Jayasankar, *Optical materials*, **15**(2000), 65.
- [4] M.Jayasimhadri, D.V.R.Moorthy, R.V.S.S.N.Ravi Kumar, *J. Alloys and Comp.*, **724**(2006), 408–412.
- [5] S.J.Collocott, K.N.R.Taylor, *J. Phys C: Solid State Phys.*, **11**(1978), 2885.
- [6] S.J.Collocott, K.N.R.Taylor, *J. Phys C: Solid State Phys.*, **12**(1979), 1767.

- [7] U.V.Valiev, A.A.Klochkov, A.S.Moskvin, P.Shiroki, *Opt. Spectrosc. (USSR)*, **69**(1990), 68.
- [8] A.A.Klochkov, U.V.Valiev, A.S.Moskvin, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **167**(1991), 337.
- [9] K.Binnemans, C.Gorller-Walrand, J.Lucas, N.Duhamel, J.L.Adam, *J. Alloys Compounds*, **225**(1995), 80.
- [10] K.Binnemans, D.Verboven, C.Gorller-Walrand, J.Lucas, N.Duhamel, J.L.Adam, *J. Non-Cryst Solids*, **204**(1996), 178.
- [11] K.Binnemans, D.Verboven, C.Gorller-Walrand, J.Lucas, N. Duhamel-Henry, J.L.Adam, *J. Alloys Compounds*, **250**(1997), 321.
- [12] В.А.Исаченко, А.Л.Сухачев, *Вестник КрасГУ*, (2005), №4, 68.
- [13] А.В.Малаховский, В.А.Исаченко, А.Л.Сухачев, А.М.Поцелуйко, В.Н.Заблуда, Т.В.Зарубина, И.С.Эдельман, *ФТТ*, **49**(2007), №4, 667.
- [14] G.T.Petrovskii, I.S.Edelman, T.V.Zarubina, A.V.Malakhoskii, V.N.Zabluda, M.Yu.Ivanov, *J. Of Non-Crystalline Solids*, **130**(1991), 35.
- [15] J.H.Van Vleck, M.H.Hebb, *Phys. Rev.*, **46**(1934), 17.
- [16] R.D.Peacock. In: Structure and Bonding/ Eds J.D.Dunitz, P.Hemmerich, R.H.Holm, J.A.Ibers, C.K.Jorgensen, J.B.Neilands, D.Reinen, R.J.P.Williams, *Springer*, Berlin, **22** (1975), 83.

Temperature Behavior of Magneto-optical Activity of $f-f$ Transitions in Dy^{3+} Ion in Oxide Glasses

Alyona Yu. Strokova
Alexandre V. Sukhachev
Alexandre V. Malakhovskii

Temperature dependencies of absorption and magnetic circular dichroism (MCD) spectra of $f-f$ transitions ${}^6H_{15/2} \rightarrow {}^6F_{3/2}$, ${}^6F_{5/2}$, ${}^6(F_{7/2} + H_{5/2})$, ${}^6(F_{9/2} + H_{7/2})$ in Dy^{3+} ions in glasses: $Dy_2O_3 - P_2O_5 - SiO_2 - GeO_2$ and $Dy_2O_3 - La_2O_3 - Al_2O_3 - B_2O_3 - SiO_2 - GeO_2$ with different concentrations of Dy^{3+} ions have been studied in temperature range 94–293 K. Basing on this data, absolute values and temperature dependences of the paramagnetic magneto-optical activity (MOA) of the transitions have been determined. It has been found out that temperature dependences of MOA of some transitions strongly differ from the Curie-Weiss law. The origin of the different value and different temperature behavior of MOA of identical transitions in the different glasses was analyzed and it has been showed that this is a consequence of different symmetry of the nearest environment of Dy^{3+} ions in the studied oxide glasses. It has been also shown that MOA contains contributions of different value and sign. Correlation of them depends on type of the transition and on the symmetry of the environment. It leads to anomalous temperature behavior of the paramagnetic magneto-optical activity.

Keywords: magnetic circular dichroism, magneto-optical activity, rare earth glasses.