Особенности магнитооптики иона Tb^{3+} в низкосимметричной структуре ортоалюмината

У.В. Валиев, М.Е. Малышева*, О.З. Султонов

Национальный университет Узбекистана, ул. Университетская 4, 100174, Ташкент, Узбекистан

Получена 16.09. 2022, revised 29.09.2022

* Corresponding author: e-mail: mariyaevg@mail.ru, Phone: +998 90 1785713

Спектральные зависимости углов поворота большой оси эллипса поляризации в эффекте Фарадея в $TbAlO_3$ были исследованы при температурах 90 К и 300 К в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. Анализ экспериментальных результатов показал, что величина угла поворота большой оси эллипса поляризации светового излучения, прошедшего намагниченный (в продольной фарадеевской геометрии эксперимента) кристалл $TbAlO_3$ орторомбической симметрии, будет представлять собой осциллирующую зависимость (как от длины волны, так и от температуры), амплитуда которой будет определяться величиной угла фарадеевского вращения. При понижении температуры амплитуда осцилляций угла поворота большой оси эллипса поляризации резко возрастает, что соответствует возрастанию постоянной Верде при низких температурах.

Ключевые слова: эффект Фарадея, редкоземельный ортоалюминат, естественное двулучепреломление, эллипс поляризации, константа Верде.

The spectral dependences of the angles of rotation of the major axis of the polarization ellipse in the Faraday effect in $TbAlO_3$ were investigated at temperatures of 90 K and 300 K in the visible and ultraviolet spectral regions. The analysis of the experimental results showed that the value of the angle of rotation of the major axis of the polarization ellipse of the light transmitted through the magnetized (in the longitudinal Faraday geometry of the experiment) $TbAlO_3$ crystal of orthorhombic symmetry will represent an oscillating dependence (both on the wavelength, and on the temperature), the amplitude of which will be determined by the value of the angle of Faraday rotation. With decreasing temperature, the amplitude of oscillations of the angle of rotation of the major axis of the polarization ellipse sharply increases, which corresponds to an increase in the Verde constant at low temperatures.

Keywords: Faraday effect, rare earth orthoaluminate, natural birefringence, polarization ellips, Verdet constant.

DOI:PACS number(s): 00.00.Xx, 00.00.Xx Copyright line will be provided by the publisher

I. Введение

Целенаправленное исследование оптических свойств редкоземельных (РЗ) ортоалюминатов, допированных РЗ ионами Tb^{3+}, в настоящее время представляет интерес не только для физики магнетизма редких земель (для которой они служат удобными модельными объектами), но и для чисто практических приложений, связанных с использованием тербиевого ортоалюмината в качестве активной среды для квантовых усилителей и генераторов излучения видимого диапазона спектра. Особенно активное внимание в современной спектроскопии редких земель привлечено к проблеме исследования энергетического спектра трехвалентных РЗ ионов R^{3+}, допированных в кристаллические структуры низкосимметричных сингоний (ромбической, моноклинной и т.п.), так как ряд аспектов этой важной в практическом и научном отношении

задачи остается по сей день неясным и противоречивым. Поэтому дальнейший прогресс в развитии приложений низкосимметричных РЗ соединений в оптике требует более глубокого изучения их магнитооптических свойств в той или иной области оптического диапазона, а также и микроскопических механизмов магнитооптической активности (МОА), которые до настоящего времени все еще остаются относительно мало изученными. Из опубликованных данных оптических и магнитооптических исследований известно, что магнитооптические свойства РЗ-ортоалюминатов $RAlO_3$ отличаются рядом характерных особенностей [1, 2]. Во-первых, вследствие отсутствия пропорциональности между толщиной орторомбического кристалла $RAlO_3$ и величиной магнитооптического эффекта из-за большого естественного двулучепреломления, характерного для подобных кристаллов [3-5], угол поворота большой оси эллипса поляризации светового излучения, прошедшего через кристалл θ, довольно мал и вряд ли превышает по абсолютной величине несколько дуговых минут в реально достижимых магнитных полях (~10 кЭ) в видимой области спектра. Во-вторых, наличие большого естественного двулучепреломления (~10^{-2}) [6, 7] весьма осложняет прецизионные оптические измерения, приводя в конечном итоге к появлению сильно осциллирующих зависимостей (от длины волны и температуры) угла поворота большой оси эллипса поляризации θ светового излучения.

Таким образом, мы сталкиваемся с проблемой измерения линейных магнитооптических эффектов, таких как эффект Фарадея (ЭФ), на «фоне» большого естественного двулучепреломления. Этим и объясняется очень малое количество работ, посвященных исследованию магнитооптической активности РЗ ионов в низкосимметричных кристаллах с большим естественным двулучепреломлением [8, 9]. Это обстоятельство становится мотивирующим фактором для проведения таких исследований.

В настоящей работе исследовался эффект Фарадея, в рамках которого регистрировались зависимости углов поворота большой оси эллипса поляризации θ в $TbAlO_3$ в интервале длин волн от 400 до 700 нм при температурах 90 К и 300 К в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. Углы фарадеевского вращения восстанавливались из температурных и спектральных зависимостей углов вращения большой оси эллипса поляризации света, откуда путем несложных преобразований была восстановлена спектральная зависимость постоянной Верде.

II. Некоторые особенности магнитооптики орторомбических кристаллов

Хорошо известно, что взаимодействие световых электромагнитных волн с кристаллами может быть описано тензором диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{ik}(\omega)$, который связывает электрическую индукцию $\vec{D}_i$ и напряженность электрического поля $\vec{E}_k$ световой волны следующим образом:

$$D_i = \sum_k \varepsilon_{ik} E_k \ . \qquad (1)$$

Общее статистическое рассмотрение показывает, что для прозрачных кристаллов диагональные компоненты тензора $\varepsilon_{ik}(\omega)$ являются четными функциями H (либо намагниченности M), в то время как недиагональные компоненты, являющиеся нечетными функциями магнитного поля H (либо M), обусловливают возникновение гиротропных членов, приводящих к вращению плоскости поляризации световых волн, распространяющихся в намагниченном кристалле (эффект Фарадея и т.п.). Нетрудно показать, что в случае распространения света вдоль оси высокой симметрии в кристалле, тензор $\varepsilon_{ik}(\omega)$ может быть представлен следующим образом [3]:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & -i\varepsilon_{xy} & 0 \\ i\varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix}, \qquad (2)$$

где $\varepsilon_{xx}=\varepsilon_{yy}\neq\varepsilon_{zz}$; $|\varepsilon_{xy}|<<|\varepsilon_{xx}|$, $|\varepsilon_{yy}|$, а поле H||оси z.

Тогда угол фарадеевского вращения определяется как:

$$\alpha_\Phi = \pi l \varepsilon_{xy} / \lambda n \, , \qquad (3)$$

где l – толщина кристалла, $n=n_{xx}+n_{yy}/2$ – показатель преломления.

Феноменологическое рассмотрение задачи распространения света в кристалле орторомбической симметрии с осями a, b, c, параллельными соответственно осям системы координат кристалла X, Y, Z [8, 10-12], при направлении

©Академия наук Республики Узбекистан, 2022 г.

внешнего магнитного поля (или спонтанной намагниченности) вдоль оси Z показывает, что, согласно решению уравнений Максвелла [3, 4], в ромбическом кристалле вдоль оси a распространяются две ортогональные эллиптически поляризованные нормальные моды, имеющие две различные скорости распространения [10-12]. Уравнения для нормальных мод могут быть преобразованы для x и y компонентов электрического поля, а затем можно найти относительные амплитуды и фазы этих компонентов в любой точке вдоль направления распространения с помощью матрицы Джонса, построенной в [3, 12] для намагниченного орторомбического кристалла.

Пусть на ромбический кристалл падает плоская световая волна, поляризованная в направлении x с амплитудой E_0. Тогда на выходе из кристалла, где $z = l$, мы будем иметь:

$$\begin{aligned}(E_x)_{z=l} &= \left[\cos(\Phi/2) - i\cos(\chi)\sin(\Phi/2)\right]E_0,\\ (E_y)_{z=l} &= \left[\sin(\chi)\sin(\Phi/2)\right]E_0\end{aligned}, \quad (4)$$

где $\Phi = \delta z$; $\delta = k_+ - k_-$; $\cos(\chi) = (1-\alpha^2)/(1+\alpha^2)$; $\sin(\chi) = 2\alpha/(1+\alpha^2)$.

В соответствии с результатами интерпретации магнитооптических измерений, проведенных ранее на ортоалюминате редкоземельного элемента $TbAlO_3$ [14, 15], выполнение условия $|\varepsilon'| << |\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy}|$ приводит к очевидной малости параметра $\sin(\chi) << 1$. Таким образом, уравнение (4) можно преобразовать, используя $\cos(\chi) \approx 1$:

$$\begin{pmatrix}(E_x)_{z=l}\\ E_y)_{z=l}\end{pmatrix} = \\ = E_0'\begin{pmatrix}1\\ \frac{1}{2}\sin(\chi)\sin(\Phi)\left[1 + i\tan\left(\frac{\Phi}{2}\right)\right]\end{pmatrix} = \\ = E_0'\begin{pmatrix}1\\ \frac{1}{2}\sin(\chi)\sin\left(\frac{\Phi}{2}\right)\exp\left[i\frac{\Phi}{2}\right]\end{pmatrix} \quad (5)$$

В соответствии с книгой Шерклиффа [16] вектор Джонса (5) описывает эллиптически-поляризованное колебание света с углом поворота большой оси светового эллипса относительно оси x, и с отношением b/a малой оси b к большой a оси эллипса, равное:

$$\tan 2\theta = \sin(\chi)\sin(\Phi), \quad (6)$$

$$\sin 2\left(\frac{b}{a}\right) = \sin(\chi)\sin^2\left(\frac{\Phi}{2}\right). \quad (7)$$

Если угол χ мал, что имеет место в ортоалюминатах, для которых $\varepsilon_{xy} << |\varepsilon_{yy} - \varepsilon_{xx}|$ [3, 5], то:

$$\tan 2\theta \approx 2\theta = \sin(\chi)\sin(\Phi) = \frac{\varepsilon_{xy}}{\bar{n}\Delta n}\sin\frac{2\pi\Delta n l}{\lambda}, \quad (8)$$

где $\Delta n = n_{xx} - n_{yy}$ – величина естественного кристаллографического двулучепреломления; а $\bar{n} \approx \frac{1}{2}(n_{xx} + n_{yy})$ – средний показатель преломления среды; ε_{xy} – недиагональная компонента тензора диэлектрической проницаемости среды. Кроме того, степень эллиптичности эллипса поляризации можно представить как:

$$\sin 2\left(\frac{b}{a}\right) = \sin(2\chi)\sin^2\left(\frac{\Phi}{2}\right). \quad (9)$$

Следовательно, измеренный угол поворота большой оси эллипса поляризации имеет осциллирующий характер (см. (8)) в зависимости от длины волны λ, толщины кристалла l и температуры T. Фазовый сдвиг между двумя ортогональными эллиптически поляризованными модами, распространяющимися в ромбическом кристалле в направлении оси z, может быть записан как:

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_x - n_y)l \quad (10)$$

в приближении

$$(n_x - n_y) = \frac{(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy})}{(n_x + n_y)} >> (n_+ - n_-).$$

III. Методика проведения эксперимента и образцы

Монокристаллы тербиевого РЗ-ортоалюмината $TbAlO_3$ были выращены методом спонтанной кристаллизации "из раствора в расплаве" в Проблемной лаборатории магнетизма МГУ (Москва) и в лаборатории роста кристаллов NIRIM (Япония). Все использованные для исследований РЗ соединения синтезировали из химически чистых веществ и имели содержание примесей не более ~0.01 весового процента по закладываемой шихте. Выращенные образцы

©Академия наук Республики Узбекистан, 2022 г.

монокристаллов $TbAlO_3$ имели форму слегка искажённых параллелепипедов с хорошо развитыми кристаллографическими гранями ромбического кристалла (110), (100). Проверку ориентации образцов РЗ-ортоалюминатов $TbAlO_3$ в кристаллографических плоскостях (110), (001) проводили с использованием методики их ориентации во внешнем магнитном поле H (H≈5÷10 кЭ) при низких температурах T=78 К, так как для ромбических кристаллов $RAlO_3$ (Tb, Dy) характерна резкая анизотропия магнитных восприимчивостей χ, измеренных для разных кристаллографических осей [10, 17, 18]. Охлажденный до низких температур образец ориентируется вдоль поля именно той кристаллографической оси, для которой величина восприимчивости χ наибольшая. Применение подобной методики кристаллографического ориентирования образцов РЗ-ортоалюминатов $TbAlO_3$ позволило обеспечить установку соответствующих кристаллографических направлений исследуемых монокристаллов в экспериментальных установках с точностью не хуже ~2°÷3°.

Для измерения угла θ был использован высокочувствительный метод динамической регистрации угла поворота плоскости поляризации, суть которого заключается в том, что угол поворота большой оси эллипса поляризации θ определяют из относительного изменения интенсивности света $\delta = \Delta I/I_0$, прошедшего оптическую систему поляризатор-образец-анализатор. Перемагничивание образца приводит к тому, что угол поворота θ является периодической функцией, частота которой совпадает с частотой переменного магнитного поля H. Таким образом, в световом потоке I, попадающем на фотоприемник, будут присутствовать два сигнала: переменный ΔI, связанный с поворотом плоскости поляризации света (а точнее, большого эллипса поляризации), $\Delta I=(I-I_0)$, и постоянный I_0, интенсивность которого определяется световым потоком, прошедшим через систему поляризатор-образец-анализатор при $H = 0$. Используя матрицу Джонса (5), определяющую относительные амплитуды и фазы компонентов электрического вектора светового излучения, прошедшего намагниченный орторомбический образец, и учитывая ориентацию плоскостей пропускания поляризатора (П) и анализатора (А) относительно осей орторомбического кристалла (рис. 1), нетрудно показать, что интенсивность света I, попадающего на фотоприемник, в данном случае будет определяться следующим выражением:

$$I = \frac{1}{2} I_0 (1 \pm \sin\chi \sin\Phi), \qquad (11)$$

где все обозначения совпадают с обозначениями формулы (4), а знаки (±) соответствуют двум ортогональным положениям плоскости пропускания поляризатора (см. рис. 1).

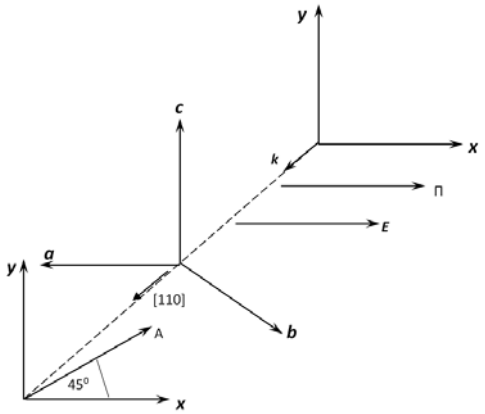


Рисунок 1. Относительная ориентация плоскостей пропускания поляризационных элементов: поляризатора П, анализатора А и осей орторомбического кристалла при измерении угла поворота большой оси эллипса поляризации θ.

Отсюда, можно получить, что выражение для относительного изменения интенсивности света δ, прошедшего намагниченный орторомбический кристалл (в приближении большого естественного двулучепреломления: $n\Delta n >> \varepsilon'$), будет равно:

$$\delta = (I - I_0)/I_0 = 2\theta = \frac{\varepsilon_{xy}}{n\Delta n} \sin(2\pi\Delta n \frac{e}{\lambda}), \qquad (12)$$

поскольку в приближении малых углов поворота относительное изменение интенсивности света δ определяет удвоенный угол поворота плоскости поляризации θ (при азимуте анализатора А, равного 45°).

Таким образом, в данной геометрии эксперимента, относительное изменение интенсивности света δ будет представлять собой осциллирующую зависимость как от длины волны, так и от температуры (т.к. естественное двулучепреломление кристалла Δn является функциональной зависимостью этих параметров), причем амплитуда осцилляций будет непосредственно определяться величиной угла фарадеевского вращения $\alpha_Ф$ (т.к. $\alpha_ф \sim \varepsilon_{xy}$), а их период – величиной естественного

©Академия наук Республики Узбекистан, 2022 г.

кристаллографического двулучепреломления Δn. Как будет показано ниже, анализ выражения (8) (наряду с формулой (3)) позволяет извлечь из измеряемых значений угла θ удельное фарадеевское вращение, постоянную Верде V, и кристаллографическое двулучепреломление Δn [3].

Для исследования температурных и спектральных зависимостей угла поворота большой оси эллипса поляризации θ в интервале температур 85–300 К и длин волн 400–750 нм мы использовали измерительную установку, блок-схема которой приведена на рис. 2. Световой поток от источника излучения (S), пройдя монохроматор (М), фокусируется линзой (L_1) на образце (О), размещенном внутри электромагнита (ЭМ), переменное поле которого совпадает по направлению с направлением распространения света. На пути света перед образцом располагается поляризатор (П). Прошедший образец свет, минуя анализатор (А), фокусируется линзой (L_2) на фотокатод фотоумножителя (ФЭУ), на выходе которого подключена электронная регистрирующая система.

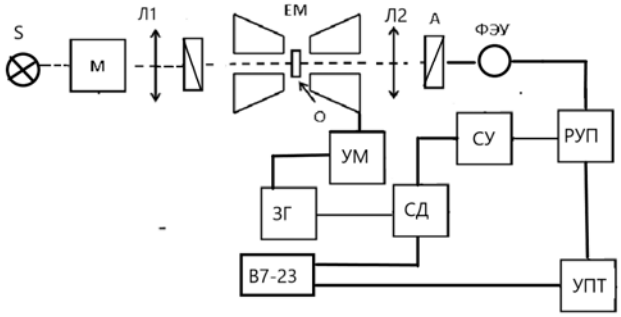


Рисунок 2. Блок-схема измерительной установки для исследования эффекта Фарадея в переменном магнитном поле.

Конструктивные особенности данной установки следующие. Монохроматором в ней служит диспергирующая часть спектрофотометра СФ-26 (при измерениях в видимой и ближней УФ-области спектра) [19-21]. Спектральная ширина щели используемого монохроматора не превышает ~1 нм во всем исследуемом диапазоне длин волн. В качестве источника света в видимой области спектра обычно использовалась галогеновая лампа КГМ-100 или 150. При измерениях в ближней УФ-области спектра источником света служила ксеноновая лампа ДКСШ-150.

Сходимость световых пучков ~5°, обеспечиваемая линзами L_1 и L_2, не влияла на результаты измерений и поляризационные свойства полароидных пленок, используемых в качестве поляризаторов. Переменное магнитное поле создавалось электромагнитном с сердечником «броневого» типа, выполненным из пластин трансформаторной стали, питание которого (с частотой ~ 80 Гц) осуществлялось от звукового генератора Г3-102 через усилитель мощности ТУ-100 [22]. На резонансной частоте $f \approx 80$ Гц (при резонансе напряжений) электромагнит обеспечивал максимальное магнитное поле $H \approx 5.0$ кЭ. Приемниками излучения служили фотоумножители ФЭУ-71, ФЭУ-79 и ФЭУ-100. При измерениях в области низких температур исследуемый образец размещали в малогабаритном «заливном» оптическом криостате, изготовленном из тонкостенной нержавеющей стали. Чувствительность установки по углу вращения была лучше ~0.1 дуговой минуты в видимой области спектра и определялась в основном пороговой величиной электрических шумов в электронном тракте экспериментальной установки. Относительная погрешность в определении угла поворота θ не превышала ~2–3%.

IV. Экспериментальные результаты

Спектральные зависимости углов поворота большой оси эллипса поляризации θ светового излучения в $TbAlO_3$ измерены в интервале длин волн от 400 до 700 нм при температурах 90 К и 300 К в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра (рис. 3, 4).

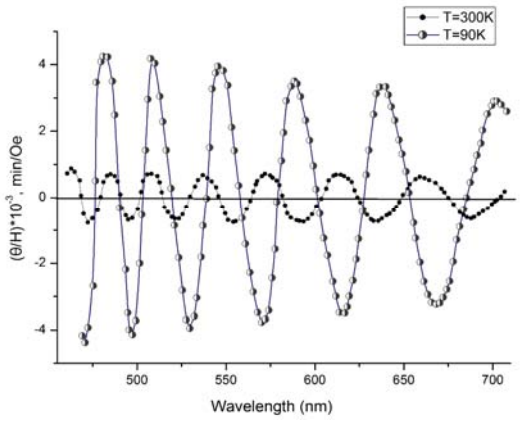


Рисунок 3. Спектральная зависимость угла поворота большой оси эллипса поляризации θ, измеренная в видимой области спектра в интервале длин волн 400÷ 700 нм в тербиевом ортоалюминате $TbAlO_3$ при T=90 К и T=300 К

©Академия наук Республики Узбекистан, 2022 г.

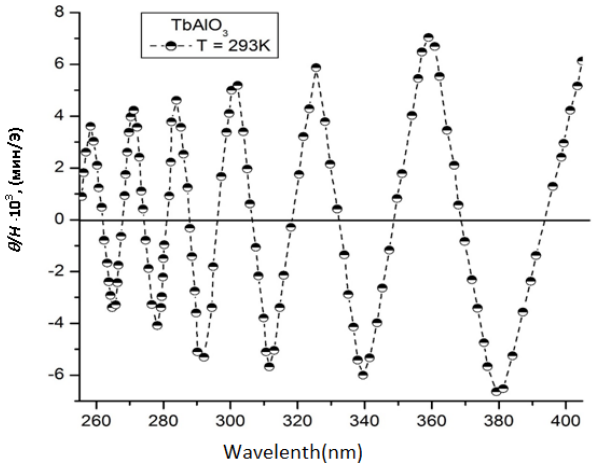


Рисунок 4. Спектральная зависимость угла θ, измеренная в ближней ультрафиолетовой области спектра в интервале длин волн 250÷400 нм в тербиевом ортоалюминате при T=90 К.

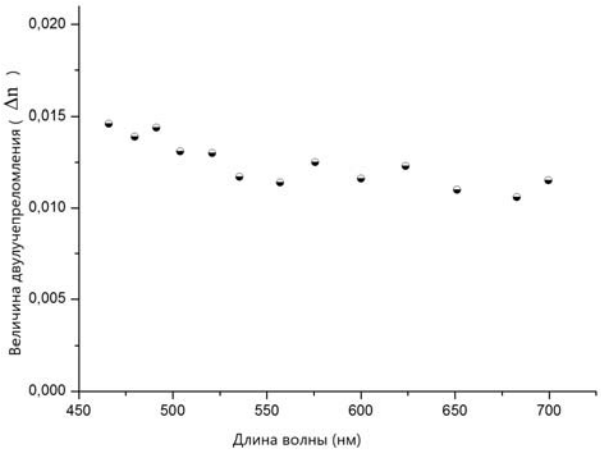


Рисунок 5. Спектральная зависимость величины Δn в тербиевом ортоалюминате $TbAlO_3$ при T=90 К.

Из экспериментальных данных отчетливо видно (см. рис. 3), что при понижении температуры амплитуда осцилляций угла θ резко возрастает, что соответствует (согласно формуле (8)) возрастанию постоянной Верде V (т.к. V~θ) при низких температурах.

Восстанавливая из спектральных зависимостей углов θ (рис. 3), измеренных вдоль оси [110], аналогичные зависимости для углов фарадеевского вращения (по методике работы [6]), нетрудно найти постоянную Верде V ортоалюмината $TbAlO_3$. При этом мы использовали следующую схему обработки экспериментальных данных: вначале определяется спектральная зависимость величины Δn, исходя из того факта, что фазовый сдвиг между *max* и *min* спектральной зависимости угла θ составляет 180° для длин волн λ_1 и λ_2. Тогда из формулы (8) можно получить, что $\Delta n=(\lambda_1\cdot\lambda_2)/(2l(\lambda_1-\lambda_2)$, где l – толщина кристалла, λ_1 и λ_2 – длины волн, соответствующие *max* и *min* спектральной зависимости угла θ. Было найдено, что спектральная зависимость величины Δn при T=90 К монотонно возрастает при уменьшении длины волны (рис. 5).

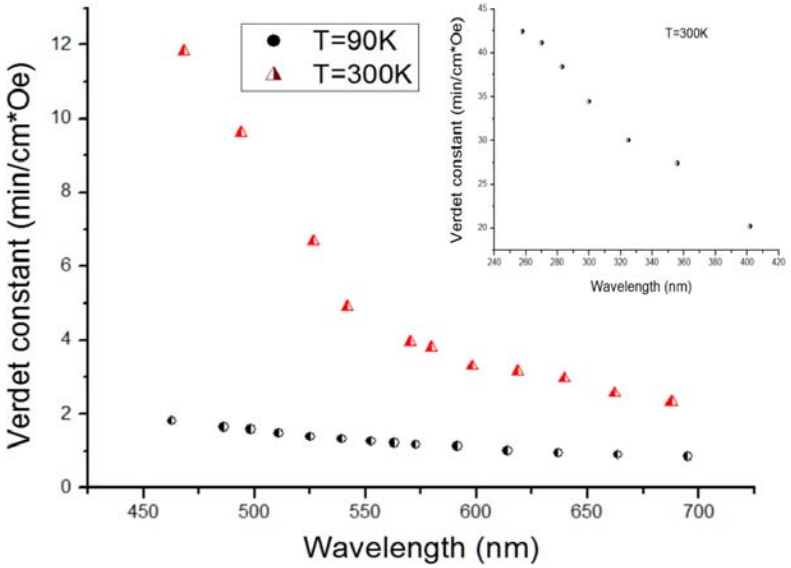


Рисунок 6. Спектральная зависимость постоянной Верде V в $TbAlO_3$ в интервале длин волн 450–750 нм при 90 К и 300 К. На вставке приведена аналогичная зависимость постоянной Верде V в $TbAlO_3$ в ультрафиолетовой области спектра при T = 300 К.

©Академия наук Республики Узбекистан, 2022 г.

Далее используем простое соотношение, связывающее постоянную Верде V и угол поворота большой оси эллипса поляризации θ $V=2\Delta n\cdot\pi\cdot\theta/\lambda\cdot H$, из которого и находим значения постоянной Верде V, соответствующие «средним» длинам волн λ из соответствующих спектральных интервалов ($\lambda_1\div\lambda_2$). Вполне понятно, что точность определения постоянной Верде V для данной длины волны (при определенной температуре) зависит от размера спектрального интервала ($\lambda_1\div\lambda_2$), величина которого может быть сделана достаточно малой при увеличении толщины образца l, что не всегда представляется осуществимым в конкретных условиях эксперимента. На рис. 6 приведены спектральные зависимости постоянной Верде V в $TbAlO_3$ в интервале длин волн 450÷750 нм и при 250÷400 нм (см. вставку к рис. 6). Анализ спектральных зависимостей в интервале длин волн 450÷750 нм показал, что величина постоянной Верде V в $TbAlO_3$ при низких температурах монотонно возрастает от длины волны [23-25]. В то же время измерения угла θ, выполненные в области ближнего ультрафиолета (УФ) 250–400 нм при T=300 К, показали, что в данной спектральной области наблюдается монотонное уменьшение угла θ при продвижении в УФ-область спектра.

V. Заключение

Получены результаты исследования спектральных и температурных зависимостей угла поворота большой оси эллипса поляризации θ светового излучения, разработана методика восстановления зависимости постоянной Верде от длины волны и температуры. Величина угла поворота большой оси эллипса поляризации θ светового излучения, прошедшего намагниченный (в продольной фарадеевской геометрии эксперимента) кристалл РЗ-ортоалюмината орторомбической симметрии, представляет собой осциллирующую зависимость (от длины волны или температуры), амплитуда которой определяется значительной величиной угла фарадеевского вращения, в то время как величина угла θ обычно мала и не превышает нескольких дуговых минут.

Ход спектральной зависимости постоянной Верде, восстановленной по предложенной в данной работе методике, полностью согласуется с теоретическими предсказаниями.

Благодарности. Выражаем благодарность Национальному университету Узбекистана за предоставление технической базы для проведения экспериментов.

Метаданные

Features of the magneto-optics of the Tb^{3+} ion in the low-symmetry structure of orthoaluminate

U.V. Valiev, M.E. Malysheva, O.Z. Sultonov

National University of Uzbekistan, University str. 4, 100174, Tashkent, Uzbekistan

The spectral dependences of the angles of rotation of the major axis of the polarization ellipse in the Faraday effect in $TbAlO_3$ were investigated in the wavelength range at temperatures of 90 K and 300 K in the visible and ultraviolet spectral regions. The analysis of the experimental results showed that the value of the angle of rotation of the major axis of the polarization ellipse of the light transmitted through the magnetized (in the longitudinal Faraday geometry of the experiment) $TbAlO_3$ crystal of orthorhombic symmetry will represent an oscillating dependence (both on the wavelength and on the temperature), the amplitude of which will be determined by the value of the angle of Faraday rotation. With decreasing temperature, the amplitude of oscillations of the angle of rotation of the major axis of the polarization ellipse sharply increases, which corresponds to an increase in the Verde constant at low temperatures.

Keywords: Faraday effect, rare earth orthoaluminate, natural birefringence, polarization ellips, Verdet constant.

Литература

[1] M. Sekita, Y. Mijazava, S. Morita, Y. Sato. Appl. Phys. Lett. **65**, № 19, 2380 (1994).
[2] M. Sekita, Y. Mijazava, M. Ishii. J. Appl. Phys. **83**, №12, 7940 (1998).
[3] R.V. Pisarev. Fizika magnitnyh dijelektrikov (Nauka, Leningrad, 1974).
[4] W.J. Tabor and F.S. Chen. Journ. Appl. Phys. **40**, 2760 (1969).
[5] M.V. Chjotkin, Ju.V. Shherbakov. FTT **11**, №6,1620 (1969).
[6] U.V. Valiev, A.A. Klochkov, M.M. Lukina, M.M. Turganov. Opt. i Spektr. **63**, №3, 543 (1987).
[7] A.S. Moskvin, V.M. Pleshhev. Opt. i Spektr., **69**, №3, 592 (1990).
[8] K.P. Belov. Redkozemel'nye magnetiki i ih primenenie (Nauka, Moskva, 1980).
[9] A.K. Zvezdin, V.M. Matveev, A.A. Muhin, A.I. Popov. Redkozemel'nye iony v magneto-uporjadochennykh kristallakh (Mir, Moskva, 1985).
[10] S. Krupichka. Fizika ferritov i rodstvennykh im magnitnykh okislov (Mir, Moskva, 1976).

©Академия наук Республики Узбекистан, 2022 г.

[11] M.A. El'jashevich. Spektry redkih zemel' (Gostehizdat, Moskva, 1953).
[12] N.P. Kolmakova, I.B. Krynetskii, M.M. Lukina, and A.A. Mukhin. Phys. Stat. Sol. (b) **159**, 845 (1990).
[13] A.K. Zvezdin, A.V. Kotov. Modern Magneto-Optics and Magnetooptical Materials (IOP Publishing, Bristol and Philadelphia, 1997).
[14] V.A. Antonov, P.A. Arsenev, K.E. Bienert, and A.V. Potemkin. Phys. Stat. Sol. (a) **19**, 289 (1973).
[15] B.R. Judd. Phys. Rev. **127**, No.3, 750 (1962).
[16] W.A. Shurkliff. Polarized Light (Harward University Press, Cambridge, Massachusetts, 1962).
[17] L. Holmes, R. Shershhood, Van Vitert. J. Appl. Phys. **39**, No.2, 1373 (1968).
[18] K.P. Belov, A.K. Zvezdin, A.M. Kadomceva, R.Z. Levitin. Orientacionnye perehody v redkozemel'nykh magnetikakh (Nauka, Moskva, 1979).
[19] V.I. Malyshev. Vvedenie v eksperimental'nuyu spektroskopiyu (Nauka, Moskva, 1979).
[20] U.V. Valiev, D.R. Dzhuraev, E.E. Malyshev, K.S. Saidov. Odnoluchevoy spektrofotometr s nepreryvnoy registraciey signala. PTE No.1, 161 (1999).
[21] N.A. Soboleva, A.E. Melamed. Fotoelektronnye pribory (Vysshaya Shkola, Moskva, 1974).
[22] V.I. Chechernikov. Magnitnye izmerenija (MGU, Moskva, 1969).
[23] John B. Gruber, Dhiraj K. Sardar, Kelly L. Nash, Uygun V. Valiev, Abdulla A. Uzokov, and Gary Shh. Burdick. J. Lumin. **128**, No.8, 1271 (2008).
[24] U.V. Valiev, A.K. Zvezdin, G.S. Krinchik, R.Z. Levitin, K.M. Mukimov, A.I. Popov. JETF **85,** № 7, 311 (1983).
[25] U.V. Valiev, B.Ju. Sokolov, Zh.Sh. Siranov. Opt. i Spektr. **84**, No.3, 477 (1998).

Ортоалюминатнинг қуйи симметрияли тузилишида Tb^{+3} ионининг магнитооптикаси хусусиятлари

У.В. Валиев, М.Е. Малышева, О.З. Султонов

Узбекистон Миллий Университети, Университет кўч. 4, 100174, Тошкент, Ўзбекистон

$TbAlO_3$ ортоалюминатида Фарадей эффекти қутбланиш эллипси катта ўқининг бурилиш бурчаги нинг спектрал боғлиқлиги 90 К ва 300 К ҳароратларда спектрнинг кўринадиган ва ультрабинафша тўлқин узунлиги интервалида текширилди. Тадқиқот натижалари таҳлили шуни кўрсатадики, орторомбик симметрияга эга (тадқиқотнинг бўйлама Фарадей геометриясида) магнитланган $TbAlO_3$ кристаллидан ўтган ёруғлик нурланишининг қутбланиш эллипси катта ўқининг бурилиш бурчаг катталиги, амплитудаси Фарадей бурилиш бурчаги катталиги билан аниқланадиган (ҳам тўлқин узунлиги, ҳам ҳарорат бўйича) осцилляцион (тебранувчан) боғлиқликни намоён қилади. Харорат пасайиши билан қутбланиш эллипсининг катта ўқи бурилиш осцилляциси амплитудаси ортади, бу эса ўз навбатида паст ҳароратларда Верде доимийсининг ортишига олиб келади.

Калит сўзлар: Фарадей эффекти, нодир ер элементи ортоалюминати, табиий иккиланиб нур синиши, эллиптик қутбланиши, Верде доимийси.

©Академия наук Республики Узбекистан, 2022 г.