

УДК 537.632.5

## ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ ПО РАЗМЕРАМ НА ОПТИЧЕСКИЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИТОВ $(\text{CoFeZr})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$

© 2022 г. А. Н. Юрасов<sup>1, \*</sup>, М. М. Яшин<sup>2</sup>, Е. А. Ганьшина<sup>3</sup>, И. В. Гладышев<sup>1</sup>,  
В. В. Гаршин<sup>3</sup>, Е. С. Каназакова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“МИРЭА – Российский технологический университет”, Москва, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана  
(национальный исследовательский университет)”, Москва, Россия

<sup>3</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Москва, Россия

\*E-mail: alexey\_yurasov@mail.ru

Поступила в редакцию 13.12.2021 г.

После доработки 24.12.2021 г.

Принята к публикации 21.01.2022 г.

Исследованы спектральные зависимости экваториального эффекта Керра (ЭЭК) в магнитных нанокompозитах  $(\text{CoFeZr})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ . Проведено моделирование ЭЭК с учетом размерных эффектов и логнормального распределения гранул нанокompозита по размерам. Моделирование спектральных зависимостей ЭЭК проводилось в рамках метода эффективной среды методом симметризованного приближения Максвелла–Гарнетта (СМГ). Показано влияние размерных эффектов и распределения частиц по размерам на различные свойства исследуемого нанокompозита.

DOI: 10.31857/S0367676522050295

### ВВЕДЕНИЕ

Разработка и исследование физических принципов создания новых и совершенствования традиционных приборов твердотельной электроники, радиоэлектронных компонентов, изделий микро- и нанoeлектроники, приборов на квантовых эффектах, а также исследования оптических и магнитооптических свойств различных наноструктур в настоящее время является весьма актуальным [1, 2]. Важным примером современных наноструктур являются нанокompозиты. Под нанокompозитом в общем смысле понимается многокомпонентный твердый материал, в котором хотя бы один из компонентов в одном, двух или трех измерениях имеет размеры, не превышающие 100 нм.

Подобные материалы обладают сильными нелинейными электрическими, оптическими и магнитооптическими свойствами. Данные свойства существенно зависят от структуры исследуемых материалов, в частности от содержания металлических частиц, их размеров, расположения и т.д. В подобных структурах возможно существенное усиление таких эффектов как: туннельное магнитосопротивление, экваториальный эффект Керра (ЭЭК), аномальный эффект Холла и др.

[3–5]. Данные эффекты представляют, как фундаментальный, так и практический интерес в широкой области применения современной электроники, авиатехники, роботостроения и т.д. [6–8].

Для нас наибольший интерес представляют нанокompозиты, состоящие из наноразмерных ферромагнитных частиц, помещенных в диэлектрическую матрицу.

### РАСЧЕТНАЯ ЧАСТЬ

Исследование магнитооптических свойств различных структур берет свое начало с 1845 г., и связано с открытием Фарадеем первого магнитооптического эффекта. При этом эффект Фарадея обусловлен круговым дупреломлением. Таким образом, наблюдается поворот плоскости поляризации и появление эллиптичности линейно поляризованного света.

Другим примером магнитооптического эффекта является эффект Керра. В зависимости от геометрии поляризации он подразделяется на: экваториальный, полярный и меридиональный. При этом, полярный и меридиональный эффекты Керра заключаются в том, что происходит

вращение плоскости поляризации и возникает эллиптическая поляризация отраженного от магнетика линейно-поляризованного электромагнитного излучения. Данные эффекты являются родственными к эффекту Фарадея.

ЭЭК состоит в изменении интенсивности и сдвиге фазы линейно-поляризованного света, отраженного магнитным веществом. Для более точного описания нанокompозитов в рамках теории эффективной среды необходимо учитывать вклад квазиклассических размерных эффектов [9–11].

Согласно теории эффективной среды нанокompозит заменяется средой с эффективными свойствами  $\epsilon_{eff}$ . В простейшем случае для изотропной среды тензоры диэлектрической (ТДП)  $\epsilon$  и  $\mu$  магнитной проницаемости могут быть записаны в виде:

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon & i\gamma & 0 \\ -i\gamma & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon \end{pmatrix},$$

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & i\mu' & 0 \\ -i\mu' & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu \end{pmatrix},$$

где  $\gamma = \gamma_1 - i\gamma_2$  и  $\mu' = \mu'_1 - i\mu'_2$  – недиагональные компоненты;  $\epsilon = \epsilon_1 - i\epsilon_2$ ,  $\epsilon_2 = 2nk$ , где  $n$  – индекс рефракции,  $k$  – индекс экстинкции, а  $\mu = \mu_1 - i\mu_2$  – магнитная проницаемости среды. Знание всех компонент тензоров позволяет бесконтактным способом рассчитать различные эффекты в наноструктурах, а также исследовать зонную структуру образца.

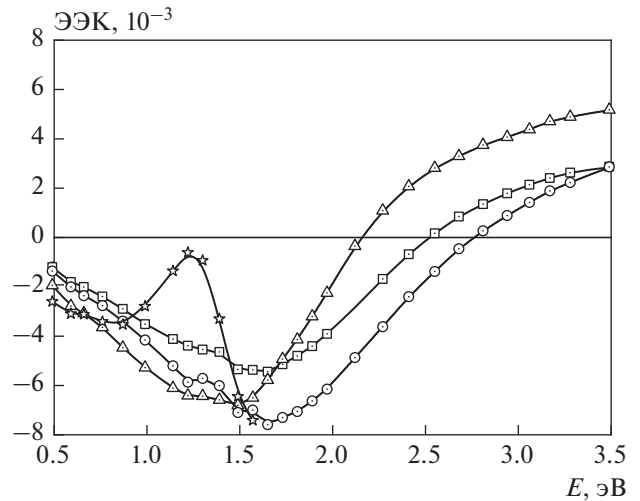
Стоит отметить, что диагональные компоненты ТДП  $\epsilon$  отвечают за оптические свойства, а недиагональные  $\gamma$  – за магнитооптические свойства. Исходя из этого, можно сделать вывод о том, что магнитооптические методы исследования позволяют получить более полную информацию о исследуемых структурах, чем оптические.

Экваториальный эффект Керра также является бесконтактным методом исследования наноструктур, его величина определяется выражением:

$$\rho_{\omega} = (A\gamma_1 + B\gamma_2) \frac{2 \sin 2\varphi}{A^2 + B^2};$$

где  $A = \epsilon_2 (2\epsilon_1 \cos^2 \varphi - 1)$ ,  $B = \cos^2 \varphi (\epsilon_2^2 - \epsilon_1^2 + 1) + \epsilon_1 - 1$ ,  $\varphi$  – угол падения света.

В настоящее время опубликовано достаточное количество работ, посвященных исследованию различных наноструктур и размерным эффектам в них, но при этом пока еще мало работ, где учитывается влияние распределения по размерам гранул в нанокompозитах на оптические и магнитооптические спектры [12, 13].



**Рис. 1.** Спектральные зависимости экваториального эффекта Керра для нанокompозитов  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$  при различной концентрации  $x$ : при  $x = 0.0594$  – квадратики,  $0.0798$  – круги,  $0.3201$  – звездочки и  $0.1024$  – треугольники.

В результате эксперимента, описанного в работе [14], были получены спектральные зависимости ЭЭК исследуемых наноструктурных образцов с различными объемными концентрациями магнитной компоненты –  $x$  (рис. 1).

Исходя из полученных данных (рис. 1) можно утверждать, что порог перколяции в рассматриваемой системе лежит в области  $x \approx 0.5$ . Именно при таких концентрациях металлической компоненты можно говорить о ферромагнитных нанокompозитах, а при низких концентрациях правильнее говорить о суперпарамагнетизме.

Важной задачей в изучении различных свойств наноструктур является учет влияния распределения гранул по размерам нанокompозитов. Исходя из имеющихся экспериментальных данных [15] известно, что распределение изучаемых нанокompозитных пленок ферромагнитного сплава  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ :

$$f(r) = \frac{1}{\sigma r \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\ln r - \bar{r})^2}{2\sigma^2}},$$

где  $\sigma$  – среднее квадратическое отклонение логнормального распределения,  $\bar{r} = \ln(r) - \frac{\sigma^2}{2}$ , где  $\langle r \rangle$  – математическое ожидание, соответствующее оптимальному среднему размеру гранул. При этом, с учетом логнормального распределения, были получены следующие параметры для исследуемого нанокompозита при  $x = 0.1024$ :  $\langle r \rangle = 2.49$  нм и  $\sigma = 0.2$ .

Затем были рассчитаны спектры магнитооптического экваториального эффекта Керра (ЭЭК) в рамках метода эффективной среды – симметризованного приближения Максвелла–Гарнетта [4] с учетом логнормального распределения гранул по размерам и квазиклассического размерного

эффекта, а затем проведено сопоставление расчетных спектров с экспериментальными данными спектров ЭЭК (рис. 2).

В рамках приближения СМГ полагаются вероятностные характеристики  $\varepsilon_{eff} \equiv \varepsilon^{PS}$ :

$$P_A \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon^{PS})(\varepsilon_1 + 2\varepsilon_0) + x(2\varepsilon_0 + \varepsilon^{PS})(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)}{(\varepsilon_0 + 2\varepsilon^{PS})(\varepsilon_1 + 2\varepsilon_0) + 2x(\varepsilon_0 - \varepsilon^{PS})(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)} + \\ + P_B \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon^{PS})(\varepsilon_0 + 2\varepsilon_1) + (1-x)(2\varepsilon_1 + \varepsilon^{PS})(\varepsilon_0 - \varepsilon_1)}{(\varepsilon_1 + 2\varepsilon^{PS})(\varepsilon_0 + 2\varepsilon_1) + 2(1-x)(\varepsilon_1 - \varepsilon^{PS})(\varepsilon_0 - \varepsilon_1)} = 0,$$

где  $P_A$  и  $P_B$  – вероятности присутствия частиц типа (А) и типа (Б) [4].

$$P_A = \frac{u_1}{u_1 + u_2}; \quad P_B = \frac{u_2}{u_1 + u_2}; \\ u_1 = \left(1 - x^{\frac{1}{3}}\right)^3; \quad u_2 = 1 - \left(1 - x^{\frac{1}{3}}\right)^3$$

С учетом форм-фактора  $L_j$  для двух типов частиц:

$$P_A \frac{\varepsilon_A^{MG} - \varepsilon^{PS}}{\varepsilon^{PS} + \frac{1}{2}(1 - L_A)(\varepsilon_A^{MG} - \varepsilon^{PS})} + \\ + P_B \frac{\varepsilon_B^{MG} - \varepsilon^{PS}}{\varepsilon^{EMA} + \frac{1}{2}(1 - L_B)(\varepsilon_B^{MG} - \varepsilon^{PS})} = 0,$$

получившееся выражение преобразуется в квадратное уравнение:

$$\varepsilon^{PS} = \frac{-\beta \pm \sqrt{\beta^2 - 4\alpha\theta}}{2\theta}.$$

При этом

$$\alpha = -\frac{1}{2}(P_B(1 + L_A) + P_A(1 + L_B)), \\ \beta = \frac{1}{2}P_A(\varepsilon_A^{MG}(L_B + 1) + \varepsilon_B^{MG}(L_B - 1)) + \\ + \frac{1}{2}P_B(\varepsilon_A^{MG}(L_A + 1) + \varepsilon_B^{MG}(L_A - 1)), \\ \theta = \frac{1}{2}\varepsilon_A^{MG}\varepsilon_B^{MG}(P_A(1 - L_B) + P_B(1 - L_A)).$$

Тензор диэлектрической проницаемости (ТДП) эффективной среды ищется в виде:

$$\varepsilon_{eff} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx}^{eff} & i\gamma_{eff} & 0 \\ -i\gamma_{eff} & \varepsilon_{xx}^{eff} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{xx}^{eff} \end{pmatrix}.$$

Запишем аналогичные соотношения для недиагональных компонент ТДП  $\gamma$ :

$$\gamma^{PS} = \frac{\gamma_A^{MG} P_A \cdot \left[ \varepsilon^{PS} + \frac{1}{2}(1 - L_B)(\varepsilon_B^{MG} - \varepsilon^{PS}) \right]^2 - \gamma_B^{MG} P_B \cdot \left[ \varepsilon^{PS} + \frac{1}{2}(1 - L_A)(\varepsilon_A^{MG} - \varepsilon^{PS}) \right]^2}{P_A \cdot \left[ \varepsilon^{PS} + \frac{1}{2}(1 - L_B)(\varepsilon_B^{MG} - \varepsilon^{PS}) \right]^2 - P_B \cdot \left[ \varepsilon^{PS} + \frac{1}{2}(1 - L_A)(\varepsilon_A^{MG} - \varepsilon^{PS}) \right]^2}.$$

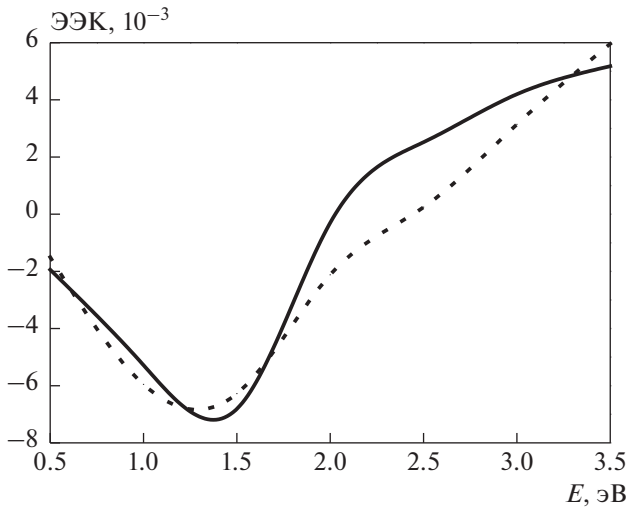
Вышеизложенное описание метода эффективной среды СМГ хорошо работает для широкого класса наноструктур. Тогда с учетом модели Друде–Лоренца [9]:

$$\varepsilon_{mod} = \varepsilon_{eff} + \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i/\tau_{bulk})} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i/\tau_{part})}, \\ \gamma_{mod} = \gamma_{eff} + \frac{4\pi\sigma_{xy}^{bulk}/\tau_{bulk}^2}{\omega(\omega + i/\tau_{bulk})^2} - \frac{4\pi\sigma_{xy}^{gr}/\tau_{part}^2}{\omega(\omega + i/\tau_{part})^2}.$$

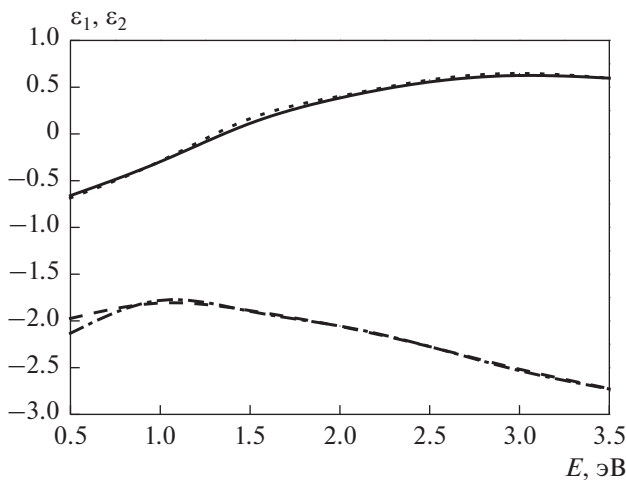
При этом:

$$\frac{1}{\tau_{part}} = \frac{1}{\tau_{bulk}} + \frac{v_f}{r_0},$$

где  $v_f$  – скорость Ферми,  $r_0$  – размер частиц нанокompозита,  $\omega$  – частота света,  $\omega_p$  – плазменная частота,  $\sigma_{xy}^{bulk} = 4\pi M_s R_{bulk} / \rho_{bulk}^2$ ;  $\sigma_{xy}^{gr} = 4\pi M_s R_{gr} / \rho_{gr}^2$ ,  $M_s$  – намагниченность насыщения;  $R_{gr}$  – коэффициент аномального эффекта Холла (АЭХ),  $\tau_{gr}$  – время свободного пробега в грануле,  $\rho_{bulk}$  – удель-



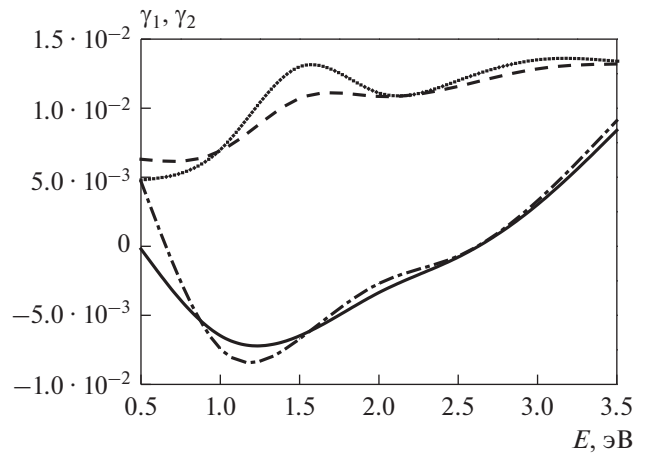
**Рис. 2.** Экспериментальные (сплошная линия) и расчетные спектры экваториального эффекта Керра образца нанокompозита  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$  методом симметризованного приближения Максвелла–Гарнетта (точки).



**Рис. 3.** Спектральные зависимости диагональных компонент ТДП с учетом ( $\epsilon_1$  – сплошная;  $\epsilon_2$  – пунктир) и без учета ( $\epsilon_1$  – точки;  $\epsilon_2$  – штрих-пунктир) логнормального распределения гранул нанокompозита  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$  по размерам.

ное сопротивление массивного образца,  $\rho_{gr}$  – удельное сопротивление гранулы. Размер частиц оказывает влияние как на коэффициент аномального эффекта Холла, так и на удельное сопротивление. Последнее дается выражением  $\rho_{gr} = \rho_{bulk}(1 + l/r_0)$  и влияние размерного эффекта на коэффициент аномального эффекта Холла гранул можно записать в виде:

$$R_{gr} = R_{bulk} + 0.2R_s \frac{l}{r_0} \left( 1 + \frac{l}{r_0} \right),$$



**Рис. 4.** Спектральные зависимости недиагональных компонент ТДП с учетом ( $\gamma_1$  – сплошная;  $\gamma_2$  – пунктир) и без учета ( $\gamma_1$  – точки;  $\gamma_2$  – штрих-пунктир) логнормального распределения гранул нанокompозита  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$  по размерам.

где  $R_s$  – значение коэффициента аномального эффекта Холла материала поверхности гранул.

Как видно из данного рисунка, получено хорошее согласие модельных и экспериментальных результатов. Отметим, что при этом также учитывалось усреднение тензора диэлектрической проницаемости металлической компоненты с учетом логнормального распределения.

Важно отметить, что данный подход является универсальным для любых нанокompозитов и других наноструктур.

Рассмотрим теперь влияние логнормального распределения на оптические и магнитооптические свойства изучаемой наноструктуры. При этом известно, что диагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  отвечают за оптические свойства, а недиагональные  $\gamma$  – за магнитооптические свойства. Спектральные зависимости  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  представлены на рис. 3.

Как можно заметить из рис. 3, учет влияния распределения частиц по размерам на оптические свойства исследуемой наноструктуры незначительный.

Спектральные зависимости недиагональных компонент ТДП  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  представлены на рис. 4.

Как видно из рис. 4, учет влияния распределения частиц по размерам на магнитооптические свойства нанокompозита вносит ощутимый вклад, особенно ближней ИК области спектра.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Отметим, что рассмотренный подход исследования справедлив для любых наноструктур. В связи с этим, результаты данной работы представляют

важный интерес для дальнейшего исследования различных свойств наноструктур и нахождения перспективных материалов с заданными свойствами, что представляет, как фундаментальный, так и практический интерес в широкой области применения, в первую очередь, для материалов современной электроники [16, 17].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вызулин С.А., Горобинский А.В., Калинин Ю.Е. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. № 10. С. 1441; Vyuzulin S.A., Gorobinskii A.V., Kalinin Yu.E. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. 2010. V. 74. No. 10. P. 1380.
2. Ганьшина Е.А., Вашук М.В., Виноградов А.Н. и др. // ЖТТ. 2004. Т. 125. № 5. С. 1172.
3. Niklasson G.A., Granqvist C.G. // J. Appl. Phys. 1984. V. 55. P. 3382.
4. Buravtsova V., Gan'shina E., Lebedeva E. et al. // Sol. State Phenom. 2011. V. 168–169. P. 533.
5. Hrabovský D., Caicedo J.M., Herranz G. et al. // Phys. Rev. B. 2009. V. 79. No. 5. Art. No. 052401.
6. Lima E., Tanaka T., Toyoda I. // Prog. Electromagn. Res. M. 2018. V. 75. P. 141.
7. Tkacheva V.R. // Technic. Technol. Engin. 2016. No. 1. P. 37.
8. Medvedeva N.V., Ipatova O.M., Ivanov Yu.D. et al. // Nanobiotechnol. Nanomed. 2006. V. 52. No. 6. P. 529.
9. Юрасов А.Н., Яшин М.М. // Росс. технол. журн. 2020. Т. 8. № 5. С. 68.
10. Юрасов А.Н. // Росс. технол. вестн. 2016. Т. 4. № 1. С. 25.
11. Yashin M.M., Yurasov A.N., Ganshina E.A. et al. // Вестн. МГТУ им. Баумана. Сер. ест. науки. 2019. Т. 86. № 5. С. 63.
12. Фадеев Е., Блинов М., Гаршин В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 7. С. 917; Fadeev E., Blinov M., Garshin V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 7. P. 835.
13. Ohnuta H., Hono K., Onode H. et al. // J. Appl. Phys. 2000. V. 87. No. 2. P. 817.
14. Алешников А.А., Калинин Ю.Е., Ситников А.В. и др. // Персп. матер. 2012. № 5. С. 68.
15. Домашевская Э.П., Ивков С.А., Ситников А.В. и др. // ФТТ. 2019. Т. 61. № 2. С. 211.
16. Чаплыгин Ю.А. Нанотехнологии в электронике. М.: Техносфера, 2016. 480 с.
17. Борискина Ю.В., Ерохин С.Г., Грановский А.Б. и др. // ФТТ. 2006. Т. 48. С. 674.

### Influence of particle size distribution on the optical and magneto-optical properties of $(\text{CoFeZr})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ nanocomposites

A. N. Yurasov<sup>a,\*</sup>, M. M. Yashin<sup>b</sup>, E. A. Ganshina<sup>c</sup>, I. V. Gladyshev<sup>a</sup>,  
V. V. Garshin<sup>c</sup>, E. S. Kanazakova<sup>a</sup>

<sup>a</sup> "MIREA – Russian Technological University", Moscow, Russia

<sup>b</sup> Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

<sup>c</sup> Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

\*e-mail: alexey\_yurasov@mail.ru

The spectral dependences of the transverse Kerr effect (TKE) in magnetic nanocomposites  $(\text{CoFeZr})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$  have been investigated. The modeling of the TKE was carried out considering the size effects and the lognormal size distribution of the nanocomposite granules. The modeling of the spectral dependences of the TKE was carried out within the framework of the effective medium method by the method of the symmetrized Maxwell–Garnett approximation. The influence of size effects and particle size distribution on various properties of the nanocomposite under study is shown.