

Микро- и наноэлектроника. Физика конденсированного состояния  
Micro- and nanoelectronics. Condensed matter physics

УДК 537.632

<https://doi.org/10.32362/2500-316X-2024-12-6-59-68>

EDN OEKZKM



НАУЧНАЯ СТАТЬЯ

## Вклад интерференции в магнитооптический экваториальный эффект Керра в белом свете

И.В. Гладышев,  
А.Н. Юрасов,  
М.М. Яшин<sup>@</sup>

МИРЭА – Российский технологический университет, Москва, 119454 Россия

<sup>@</sup> Автор для переписки, e-mail: [yashin@mirea.ru](mailto:yashin@mirea.ru)

### Резюме

**Цели.** При измерении экваториального эффекта Керра в тонкопленочных структурах большое влияние на полученный результат оказывают интерференционные эффекты. В выступлениях на конференциях некоторые исследователи сообщали об использовании белого света в экспериментах. На их взгляд, хотя толщина исследуемых слоев была много меньше длины волны света, белый свет может помочь избежать интерференционных эффектов и/или резонансного возбуждения плазмонных волн. Цель статьи – путем моделирования проверить обоснованность таких утверждений.

**Методы.** Для решения обозначенной задачи применялся метод компьютерного моделирования – численно-го решения уравнений, составленных для модельной структуры при различных толщине и материалах слоев.

**Результаты.** Результаты моделирования показывают, что интерференционные эффекты в разных частях спектра при использовании источников белого света не нейтрализуют друг друга, и на величину эффекта влияет не только толщина слоев структуры, но и форма спектра излучения источника, а также кривая чувствительности фотоприемника. При этом выход измеряемой величины эффекта на плато при относительно большой толщине магнитооптической пленки обуславливается тем, что при этом свет поглощается в толще магнитооптической пленки и обратное отражение света от подложки пренебрежимо мало.

**Выводы.** Представленная методика позволяет учитывать влияние интерференционных эффектов при измерении экваториального эффекта Керра в белом свете или с использованием других источников с широким спектральным диапазоном и более качественно интерпретировать экспериментальные результаты, что может быть весьма полезным для разработки и исследования физических основ создания новых и совершенствования существующих приборов, изделий микро- и наноэлектроники, твердотельной электроники, а также квантовых устройств, включая оптоэлектронные приборы и преобразователи физических величин.

**Ключевые слова:** магнитооптический экваториальный эффект Керра, тензор диэлектрической проницаемости, интерференция, коэффициент отражения, тонкие пленки

• Поступила: 14.03.2024 • Доработана: 23.04.2024 • Принята к опубликованию: 24.09.2024

**Для цитирования:** Гладышев И.В., Юрасов А.Н., Яшин М.М. Вклад интерференции в магнитооптический экваториальный эффект Керра в белом свете. *Russ. Technol. J.* 2024;12(6):59–68. <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2024-12-6-59-68>

**Прозрачность финансовой деятельности:** Авторы не имеют финансовой заинтересованности в представленных материалах или методах.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

## RESEARCH ARTICLE

# Contribution of interference to the magneto-optical transverse Kerr effect in white light

Igor V. Gladyshev,  
Alexey N. Yurasov,  
Maxim M. Yashin @

MIREA – Russian Technological University, Moscow, 119454 Russia  
@ Corresponding author, e-mail: yashin@mirea.ru

### Abstract

**Objectives.** When measuring the transverse Kerr effect on thin-film structures, interference effects have a great influence on the result obtained. In conference presentations, some researchers have reported on the use of white light in experiments. In their opinion, despite the thickness of the studied layers being much less than the wavelength of light, white light can help avoid interference effects and/or resonant excitation of plasmon waves. The aim of the present work is to verify the validity of such statements using simulation.

**Methods.** In order to solve this problem, the method of computer simulation was used. A numerical solution of equations was compiled for a model structure for various thicknesses and materials of layers.

**Results.** The simulation results show that interference effects in different parts of the spectrum when using white light sources do not neutralize each other. The magnitude of the effect is affected not only by the thickness of the structure layers, but also by the shape of the source emission spectrum, as well as the sensitivity curve of the photodetector. In this case, the output of the measured value of the effect to a plateau at relatively large thicknesses of the magneto-optical film is due to the light being absorbed in the thickness of the magneto-optical film and is negligibility of the back reflection of light from the substrate.

**Conclusions.** The presented technique takes into account the influence of interference effects when measuring the equatorial Kerr effect in white light or using other sources having a wide spectral range, thus improving the interpretation of experimental results. The results are relevant to the development and research of the physical foundations for creating new and improving existing devices in micro-, nano-, and solid-state electronics, as well as quantum devices, including optoelectronic devices and converters of physical quantities.

**Keywords:** magneto-optical transverse Kerr effect, dielectric constant tensor, interference, reflection coefficient, thin films

• Submitted: 14.03.2024 • Revised: 23.04.2024 • Accepted: 24.09.2024

**For citation:** Gladyshev I.V., Yurasov A.N., Yashin M.M. Contribution of interference to the magneto-optical transverse Kerr effect in white light. *Russ. Technol. J.* 2024;12(6):59–68. <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2024-12-6-59-68>

**Financial disclosure:** The authors have no financial or proprietary interest in any material or method mentioned.

The authors declare no conflicts of interest.

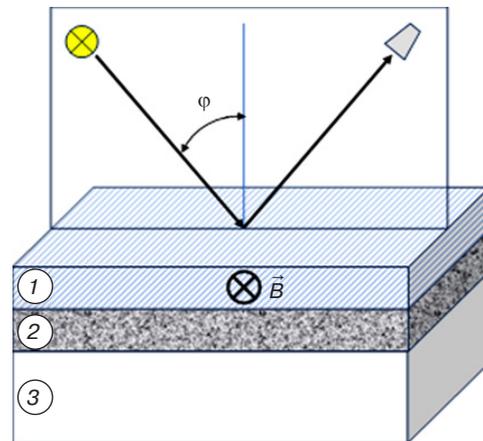
## ВВЕДЕНИЕ

Магнитооптический экваториальный эффект Керра (ЭЭК) заключается в изменении интенсивности отраженного от образца света при перемагничивании образца в направлении, перпендикулярном плоскости падения света, и является важным и очень эффективным методом изучения магнитной микроструктуры однородных и неоднородных магнетиков. Измеряя величину ЭЭК в зависимости от длины волны излучения, можно судить о магнитооптических переходах, отражающих электронную, кристаллическую и магнитную структуры данного локального участка образца. Магнитооптические тонкопленочные системы также широко изучаются как потенциальные носители для хранения цифровых данных оптическими средствами. В то время как запись данных осуществляется с помощью термомагнитных процессов, считывание осуществляется путем измерения изменения поляризации при отражении с помощью полярного магнитооптического эффекта Керра. Поэтому исследователи очень активно применяют его в своих работах (см., например, [1–8]), в т.ч. для ультратонких [9] и многослойных (ферромагнитный материал и тонкопленочное покрытие [10]) структур. При этом, как правило, измерение ЭЭК проводят, используя источник с узким спектром, почти монохроматичный. Но не так давно, на VIII Евроазиатском симпозиуме «Тенденции в магнетизме» (VIII Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism»), проходившем в 2022 г. в Казани, был сделан доклад [11], автор которого использовал белый свет при проведении экспериментов по влиянию на величину магнитооптического эффекта тонких пленок немагнитных металлов, нанесенных поверх слоя ферромагнетика. Автор считал, что это значительно уменьшит влияние интерференционных эффектов, и на основании этого сделал вывод, что наблюдаемое им изменение эффекта Керра обуславливалось более фундаментальными физическими процессами. Однако такая оценка не представляется нам априори справедливой, т.к. практически все величины, влияющие на величину эффекта, имеют нелинейную зависимость от частоты падающего света. И хотя данный доклад не был опубликован полностью, сам факт постановки вопроса привел нас к необходимости

более подробного рассмотрения вопроса о степени влияния интерференционных эффектов на параметр ЭЭК в белом свете.

## МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И МЕТОДИКА РАСЧЕТА

Как уже отмечалось, магнитооптический ЭЭК заключается в изменении интенсивности отраженного от образца света при приложении внешнего магнитного поля к образцу в направлении, перпендикулярном плоскости падения света. Соответственно, необходимо рассчитать интенсивность отраженного от образца света без приложения магнитного поля и при его включении. Геометрия модельной структуры приведена на рис. 1. Здесь вектор напряженности магнитного поля лежит в плоскости пленки перпендикулярно плоскости падения света.



**Рис. 1.** Геометрия модельной структуры: 1 – защитная пленка (при наличии), 2 – материал, обладающий магнитооптическими свойствами, 3 – подложка,  $\varphi$  – угол падения света.  $\vec{B}$  – вектор индукции магнитного поля

Связь амплитуд отраженного  $R_j$  и падающего  $A_j$  света можно выразить через их s- и p-компоненты как в [12]:

$$\begin{pmatrix} R_s \\ R_p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_s \\ A_p \end{pmatrix}.$$

Для изотропного материала  $r_{sp} = r_{ps} = 0$ . Приложение внешнего магнитного поля в общем случае нарушает симметрию. Однако в геометрии, используемой в работе и показанной на рис. 1, т.е. при приложении отличного от нуля магнитного поля к магнитооптическому материалу в плоскости пленки перпендикулярно плоскости падения света, также имеем  $r_{sp} = r_{ps} = 0$ . Поэтому в нашем случае матрица коэффициентов отражения имеет инвариантный вид:

$$\hat{r} = \begin{pmatrix} r_{ss} & 0 \\ 0 & r_{pp} \end{pmatrix}.$$

Тогда:

$$\begin{cases} R_s = r_{ss} A_s, \\ R_p = r_{pp} A_p. \end{cases} \quad (1)$$

При моделировании учитывалась спектральная зависимость интенсивности излучения источника. В модели рассматривался «естественный» или поляризованный по кругу свет. В этом случае матрица компонент амплитуды падающего света может быть представлена в виде:

$$\begin{pmatrix} A_s \\ A_p \end{pmatrix} = |A| \begin{pmatrix} e^{i(\alpha+\pi/2)} \\ e^{i\alpha} \end{pmatrix},$$

где начальная фаза  $\alpha$  меняется либо произвольно («естественный» свет) либо циклически с некоторой частотой (поляризованный по кругу свет). И, соответственно

$$\begin{cases} R_s = |R_s| e^{i\chi}, \\ R_p = |R_p| e^{i\xi}. \end{cases}$$

Здесь  $\chi = \alpha + \pi/2 + \Delta_s$  и  $\xi = \alpha + \Delta_p$ , а  $\Delta_s, \Delta_p$  – набег фазы в результате отражения света от исследуемой структуры для s- и p-компонент, соответственно. Ввиду изменения во времени начальной фазы  $\alpha$ , таким же образом изменяются и результирующие фазы  $\chi$  и  $\xi$ .

Тогда интенсивность света, падающего на фотодиод, будет равна:

$$I = \left[ |R_s|^2 \cos^2 \chi + |R_p|^2 \cos^2 \xi \right] \sin^2 \omega t,$$

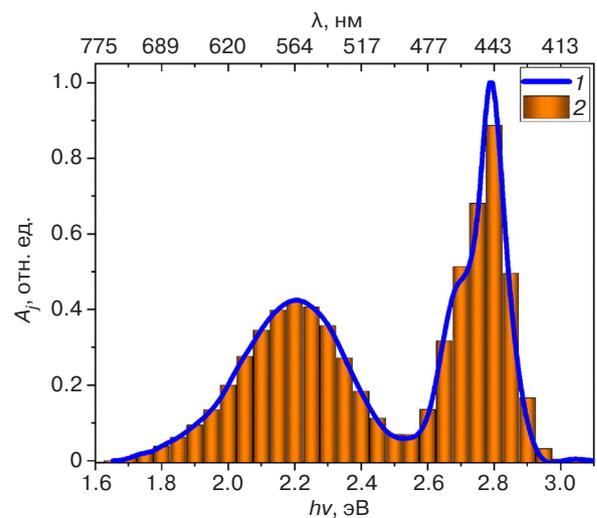
где  $\omega$  – частота излучения,  $t$  – время.

Ввиду инерционности фотоприемника происходит усреднение сигнала по времени и, учитывая также постоянное изменение начальной фазы  $\alpha$ , а как следствие, результирующих  $\chi$  и  $\xi$ , получаем  $\overline{\cos \chi} = \overline{\cos \xi} = \overline{\sin \omega t} = 0$  и

$$\bar{I} = \frac{|R_s|^2 + |R_p|^2}{4}. \quad (2)$$

Как уже отмечалось, практически все величины, влияющие на величину эффекта, имеют нелинейную зависимость от частоты падающего света. Методика вычислений в широком спектральном диапазоне заключалась в следующем. Спектральный диапазон разбивался на небольшие участки, в пределах которых значения используемых величин считались независимыми от частоты и соответствующими значению в середине данного участка. На рис. 2 приведен пример такого разбиения для относительного спектра одного из источников излучения. Участки разбиения для всех одновременно используемых в расчете величин брались одинаковые, при недостаточности экспериментальных данных использовалась линейная аппроксимация. Для нелинейных зависимостей ошибка такого метода тем меньше, чем уже участок разбиения. Стоит отметить, что это приводит к увеличению времени вычислений. В данной работе применялось разбиение по частоте на участки  $1 \cdot 10^{-3} - 3 \cdot 10^{-3}$  эВ (240–720 ГГц). Для каждого участка разбиения по формуле (2) определяется средняя интенсивность излучения, фиксируемая фотоприемником, с учетом его спектральной чувствительности  $S_\omega$ . Затем путем суммирования по всем участкам разбиения определяется итоговая величина сигнала:

$$\bar{I}_\Sigma = \sum_\omega S_\omega \bar{I}_\omega, \quad (3)$$



**Рис. 2.** Спектр излучения белого светодиода с цветовой температурой  $T_c = 6500$  K: 1 – данные, взятые из [13], 2 – представление спектра в виде кусочно-постоянной функции.  $\lambda$  – длина волны света в вакууме, которой соответствует квант энергии  $h\nu$

Итоговая величина сигнала определяется в отсутствие магнитного поля  $\overline{I_\Sigma^0}$  и при его наличии  $\overline{I_\Sigma^M}$ . Затем вычисляется величина поперечного магнитооптического эффекта  $\delta$ :

$$\delta = \frac{\overline{I_\Sigma^M} - \overline{I_\Sigma^0}}{\overline{I_\Sigma^0}}. \quad (4)$$

Для определения амплитуд отраженного сигнала (1) необходимо рассчитать коэффициенты отражения света от исследуемой структуры в отсутствие магнитного поля ( $r_{ss}^0, r_{pp}^0$ ) и при его включении ( $r_{ss}^M, r_{pp}^M$ ). Этот расчет основывался на известной работе В.М. Маевского «Теория магнитооптических эффектов в многослойных системах с произвольной ориентацией намагниченности» [12], где линейный по намагниченности магнитооптический параметр  $Q = i\varepsilon_{xy}\varepsilon_{xx}^{-1}$  рассматривается в качестве малой величины ( $|Q| \ll 1$ ). Здесь  $\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}$  и т.д. – элементы тензора диэлектрической проницаемости, который для изотропных материалов в нашем случае может быть представлен в виде:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & -i\varepsilon Q & 0 \\ i\varepsilon Q & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix} = \varepsilon \begin{pmatrix} 1 & -iQ & 0 \\ iQ & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Учитывая, что для оптического диапазона магнитная проницаемость  $\mu \approx 1$ , можно принять  $n^2 \approx \varepsilon$ . Здесь  $n$  – показатель преломления вещества. Все указанные величины в общем случае комплексные. Тогда для коэффициентов отражения s- и p-поляризованной волны на границе сред  $j$  и  $k$  можно записать:

$$r_{jk}^s = \frac{g_j - g_k}{g_j + g_k}, \quad r_{jk}^p = \frac{g_j \varepsilon_k - g_k \varepsilon_j}{g_j \varepsilon_k + g_k \varepsilon_j}. \quad (5)$$

Здесь

$$g_j = \sqrt{\varepsilon_j - \sin^2 \varphi}, \quad (6)$$

$\varphi$  – угол падения света на исследуемую структуру. Свет падает из воздуха,  $\varepsilon_{\text{air}} \approx 1$ .

Для коэффициентов отражения многослойных структур можно использовать следующие рекуррентные формулы [12, 14]:

$$r_{jkl}^{s(p)} = \frac{r_{jk}^{s(p)} + F_k^2 r_{kl}^{s(p)}}{1 + F_k^2 r_{jk}^{s(p)} r_{kl}^{s(p)}}, \quad r_{jklm}^{s(p)} = \frac{r_{jk}^{s(p)} + F_k^2 r_{klm}^{s(p)}}{1 + F_k^2 r_{jk}^{s(p)} r_{klm}^{s(p)}} \quad (7)$$

и т.д., где  $j, k, l, m$  – номера слоев (сред), а величины  $F_k$  определяют набег фаз и затухание амплитуды на толщине  $k$ -го слоя:

$$F_k = e^{-2\pi g_k \frac{d_k}{\lambda}}. \quad (8)$$

Здесь  $d_k$  – толщина слоя,  $\lambda$  – длина волны света в вакууме,  $g_k$  – определяется выражением (6).

Эти выражения справедливы для когерентного излучения. Однако в случае проведения измерений в белом свете, длина когерентности небольшая и толщина некоторых слоев (например, подложки) может ее превышать. Как правило, когерентный и некогерентный расчет не смешивают в рамках одной модели, и можно было бы исключить подложку, рассматривая ее как полубесконечное пространство. Однако в этом случае становится невозможным учесть влияние толщины и спектра поглощения слабопоглощающей подложки при проведении эксперимента с освещением ферромагнитной пленки со стороны подложки. Поэтому, учитывая инерционность фотоприемника и то, что для слабопоглощающих материалов поглощение практически не меняется между двумя интерференционными максимумами, было проведено «усреднение» коэффициентов (7) для толщины слоя много большей длины когерентности для того, чтобы «зафиксировать» фазу отраженного света, оставив влияние поглощения. Так, выражение (7) для одного слоя можно записать в виде:

$$r_{jkl}^{s(p)} = r_{jk}^{s(p)} \left( \frac{1 + F_k^2 \frac{r_{kl}^{s(p)}}{r_{jk}^{s(p)}}}{1 + F_k^2 r_{jk}^{s(p)} r_{kl}^{s(p)}} \right). \quad (9)$$

Так как любую комплексную величину можно представить в виде  $Y e^{i\alpha}$ , где  $Y$  и  $\alpha$  – действительные числа, то в числителе и знаменателе формулы (9) находятся выражения вида:

$$Y_1 e^{i\alpha_1} + Y_2 e^{i\alpha_2} = Z e^{i\beta},$$

где  $Y_1, Y_2$  и  $Z \geq 0$  – модули комплексных чисел, а  $\alpha_1, \alpha_2$  и  $\beta$  – их аргументы.

Пусть  $\gamma = \alpha_2 - \alpha_1$ , тогда результирующая амплитуда

$$Z = \sqrt{Y_1^2 + Y_2^2 + 2Y_1 Y_2 \cos \gamma},$$

а для аргумента  $\beta$  можно записать:

$$\beta = \alpha_1 + \frac{\sin \gamma}{|\sin \gamma|} \arccos \left( \frac{Y_1 + Y_2 \cos \gamma}{Z} \right). \quad (10)$$

Второе слагаемое в (10) периодическое и антисимметричное, и легко можно показать, что при усреднении по разности фаз  $\gamma$  оно обращается в ноль. Тогда:

$$\bar{Z} = \sqrt{Y_1^2 + Y_2^2}, \quad \bar{\beta} = \alpha_1.$$

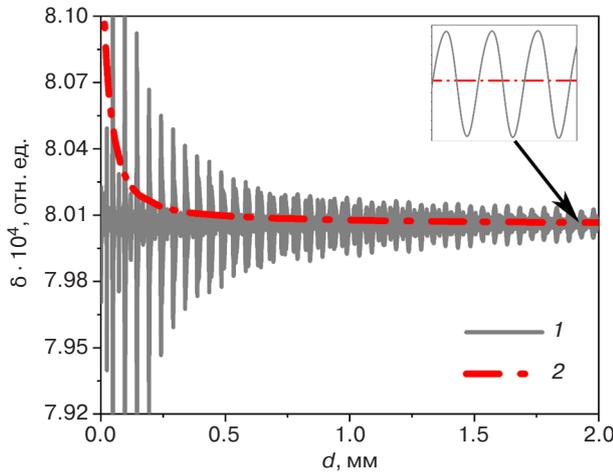
В нашем случае  $\alpha_1 = 0$ , т.к.  $1 = 1 \cdot e^{i0}$ . И тогда для случая, когда толщина  $k$ -го слоя много больше длины когерентности, выражение (9) можно записать следующим образом:

$$r_{jkl}^{s(p)} = r_{jk}^{s(p)} \sqrt{\frac{1 + |F_k^2 r_{kl}^{s(p)} / r_{jk}^{s(p)}|^2}{1 + |F_k^2 r_{jk}^{s(p)} r_{kl}^{s(p)}|^2}}. \quad (11)$$

Соответственно,

$$r_{jklm}^{s(p)} = r_{jk}^{s(p)} \sqrt{\frac{1 + |F_k^2 r_{klm}^{s(p)} / r_{jk}^{s(p)}|^2}{1 + |F_k^2 r_{jk}^{s(p)} r_{klm}^{s(p)}|^2}} \text{ и т.д.}$$

Для демонстрации преимуществ такого усреднения над использованием для подложки выражений для когерентного света, в то время как условие когерентности не выполняется, на рис. 3 приведены результаты расчетов по рассматриваемой нами методике для поглощающей подложки при изменении ее толщины, выполненных с использованием уравнений (7) и (11).



**Рис. 3.** Зависимость величины эффекта от толщины кремниевой подложки для ферромагнитной пленки без покрытия. Коэффициент отражения от подложки рассчитывался: 1 – по формулам (7), 2 – по формулам (11)

Рассмотрим структуру, изображенную на рис. 1, окруженную воздухом. Тогда коэффициенты отражения в отсутствие магнитного поля  $r_{ss}^0$  и  $r_{pp}^0$  можно рассчитать по формулам (5)–(8), (11) как:

$$r_{ss}^0 = r_{a123a}^s, \quad r_{pp}^0 = r_{a123a}^p. \quad (12)$$

Здесь индекс «а» соответствует воздуху, а остальные – номерам слоев на рис. 1.

Коэффициенты отражения при учете магнитооптического эффекта  $r_{ss}^M$  и  $r_{pp}^M$  могут быть выражены следующим образом:

$$r_{ss}^M = r_{ss}^0, \quad r_{pp}^M = r_{pp}^0 W (1 + \rho_p). \quad (13)$$

Множители  $W$  и  $\rho_p$  определим, следуя [12], с учетом геометрии (рис. 1) и падения света на структуру из воздуха. Тогда:

$$\rho_p = i(1 - F_2^2) \times \left[ \frac{r_{23a}^p - r_{21a}^{inv}}{1 - F_2^2 r_{21a}^{inv} r_{23a}^p} - \frac{r_{23a}^p - r_{21a}^p}{1 - F_2^2 r_{21a}^p r_{23a}^p} \right] \frac{Q \sin \varphi}{2g_2}, \quad (14)$$

где

$$r_{21a}^{inv} = \frac{r_{21a}^p r_{1a}^p + F_1^2}{r_{1a}^p + F_1^2 r_{21a}^p}. \quad (15)$$

Для тонких пленок можно считать  $W \approx 1$ . Мы рассматривали произвольные толщины и тогда, следуя [12]:

$$W = \frac{1 - F_2^2 a_p \sin^2 \vartheta}{1 + F_2^2 a_0 \sin^2 \vartheta}, \quad (16)$$

где

$$\vartheta = \frac{\pi d_2 n_2 Q}{\lambda},$$

$$a_p = \frac{(r_{23a}^p - r_{23a}^s)(1 - r_{21a}^{inv} r_{21a}^s)}{(r_{21a}^{inv} - F_2^2 r_{23a}^p)(1 - F_2^2 r_{21a}^s r_{23a}^s)},$$

$$a_0 = \frac{(r_{23a}^p - r_{23a}^s)(r_{21a}^p - r_{21a}^s)}{(1 - F_2^2 r_{21a}^s r_{23a}^s)(1 - F_2^2 r_{21a}^p r_{23a}^p)}.$$

Учитывая уравнения (1)–(4), можно записать:

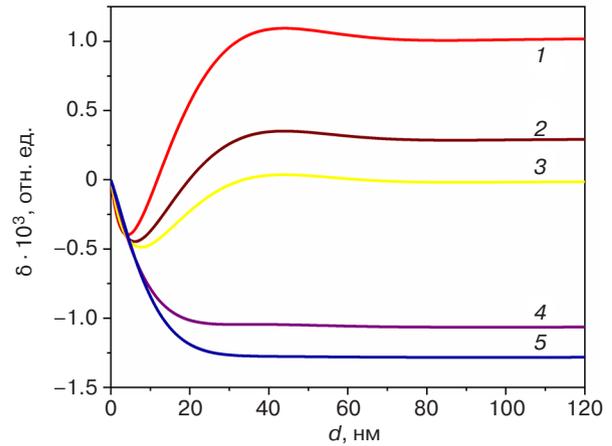
$$\delta = \frac{\sum_{\omega} S_{\omega} (|r_{ss_{\omega}}^M A_{s_{\omega}}|^2 + |r_{pp_{\omega}}^M A_{p_{\omega}}|^2)}{\sum_{\omega} S_{\omega} (|r_{ss_{\omega}}^0 A_{s_{\omega}}|^2 + |r_{pp_{\omega}}^0 A_{p_{\omega}}|^2)} - \frac{\sum_{\omega} S_{\omega} (|r_{ss_{\omega}}^0 A_{s_{\omega}}|^2 + |r_{pp_{\omega}}^0 A_{p_{\omega}}|^2)}{\sum_{\omega} S_{\omega} (|r_{ss_{\omega}}^0 A_{s_{\omega}}|^2 + |r_{pp_{\omega}}^0 A_{p_{\omega}}|^2)}. \quad (17)$$

## РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

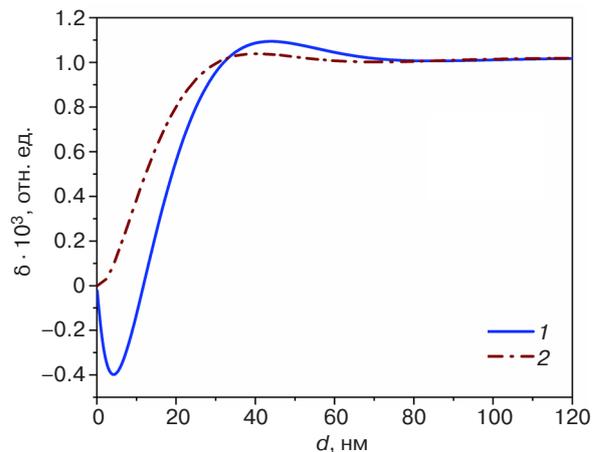
В данной работе нас, в первую очередь, интересовало наличие или отсутствие влияния интерференционных эффектов, поэтому выбор материалов был достаточно стандартным – в качестве материала, обладающего магнитооптическими свойствами, рассматривался кобальт и защитная пленка из поливинилацетата (ПВА). Изучались двухслойные (магнитооптическая пленка на подложке) и трехслойные (на пленку нанесен еще защитный слой) структуры. Длина когерентности излучения принималась равной 500 нм, поэтому для расчетов брались либо толщины меньше – для пленки и защитного слоя, либо много больше – для подложки, толщина которой бралась равной 500 мкм, что близко к толщинам кремниевых пластин, используемых в микроэлектронном производстве. Белый свет считался «естественным» (поляризованным по кругу), при этом направление индукции внешнего магнитного поля лежит в плоскости пленки перпендикулярно плоскости падения света (рис. 1). В качестве фотоприемника рассматривался кремниевый фотодиод с «усредненной» по данным [15, 16] кривой чувствительности.

Проведенное численное моделирование подтвердило предположение, что интерференционные эффекты в разных частях спектра при использовании источников белого света не нейтрализуют друг друга, и величина измеряемого эффекта может сильно зависеть от толщины пленки магнитооптического материала, вплоть до смены знака эффекта (см., например, кривая 1 на рис. 4). Кроме того, на измеряемую величину также заметно влияет форма спектра излучения источника, что также хорошо видно на рис. 4. Выход измеряемой величины эффекта на плато при относительно больших толщинах магнитооптической пленки обуславливается, по всей видимости, тем, что при этом свет поглощается в толще магнитооптической пленки и обратное отражение света от подложки пренебрежимо мало. Это подтверждается тем, что при таких толщинах пленки материал подложки не играет роли (рис. 5).

Если сверху на структуру нанести защитную пленку, то это еще больше усложнит наблюдаемую картину. Для проверки этого предположения были проведены расчеты, в которых в качестве защитного материала рассматривался ПВА. Так как в этом случае оказалось, что влияние изменения толщины магнитооптической пленки значительно сильнее, чем влияние изменения толщины прозрачной пленки, то для демонстрации на рис. 6 приведены зависимости величины эффекта от толщины «защитной пленки», нормированные на величину эффекта при отсутствии такого покрытия. Использовано: подложка



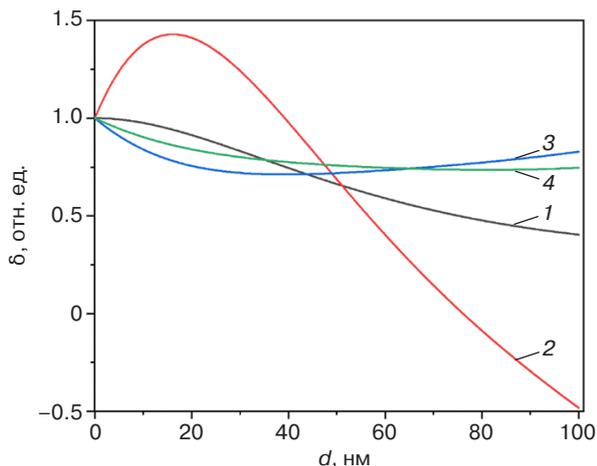
**Рис. 4.** Зависимость величины эффекта от толщины ферромагнитной пленки без покрытия (угол падения света  $75^\circ$ , кремниевый фотодиод) для различных источников белого света:  
1 – источник типа «А» (абсолютно черное тело (АЧТ) с  $T = 2856$  К), 2 – источник типа «В» (АЧТ с  $T = 4874$  К), 3 – «солнечный свет» (АЧТ с  $T = 6000$  К), 4 – белый светодиод с цветовой температурой  $T_c = 3000$  К, 5 – белый светодиод с цветовой температурой  $T_c = 6500$  К



**Рис. 5.** Зависимость величины эффекта от толщины ферромагнитной пленки без покрытия на подложках из кварца  $\text{SiO}_2$  (1) и кремния  $\text{Si}$  (2) (угол падения света  $75^\circ$ , источник типа «А», кремниевый фотодиод)

$\text{SiO}_2$ , угол падения света  $75^\circ$ , источник типа «А», кремниевый фотодиод.

Кривые на рис. 7 находятся в согласии с теорией металлооптики (например, [17]) и показывают, что для получения максимального значения измеряемого эффекта лучше работать в геометрии, когда свет падает на структуру под углом порядка  $70^\circ$ – $75^\circ$ . Отсутствие зависимости величины эффекта от толщины магнитооптического материала при углах падения близких к  $90^\circ$  (углу скольжения) связано с тем, что в этом случае свет в пленку практически не проникает и регистрируется только поверхностный

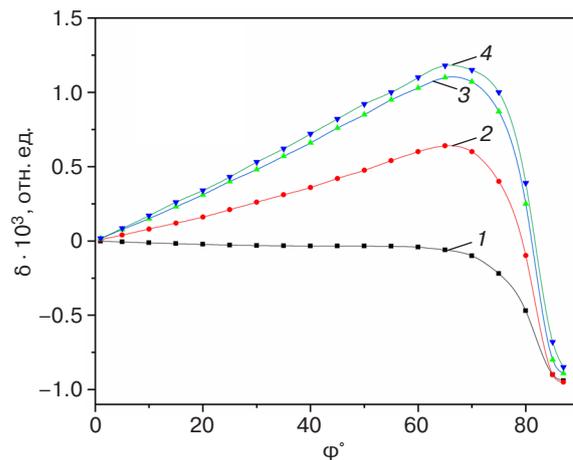


**Рис. 6.** Зависимости величины эффекта от толщины «защитного слоя» из ПВА на ферромагнитных пленках различной толщины, нормированные на величину эффекта при отсутствии такого слоя: 1 – 10 нм, 2 – 20 нм, 3 – 30 нм, 4 – 60 нм

эффект. При этом видно явное влияние интерференционных эффектов, уменьшающееся с ростом толщины ферромагнитной пленки. Это уменьшение связано с поглощением света в толще ферромагнитного материала и, как следствие, уменьшением влияния отраженного от границы раздела с подложкой света. Использовано: подложка  $\text{SiO}_2$ , источник типа «А», кремниевый фотодиод.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные расчеты показывают, что, используя источники белого света, при интерпретации полученных результатов по измерению ЭЭК нужно обязательно учитывать влияние спектральной чувствительности фотодетектора. Также важно отметить, что при малых толщинах ферромагнитной и/или «защитной» пленки необходимо рассматривать интерференцию в них. Разработанная методика позволяет учитывать влияние интерференционных эффектов при измерении ЭЭК в белом свете или,



**Рис. 7.** Зависимости величины ЭЭК от угла падения света на ферромагнитные пленки различной толщины без «защитного слоя»: 1 – 15 нм, 2 – 30 нм, 3 – 45 нм, 4 – 60 нм

с использованием других источников, в широком спектральном диапазоне и более точно интерпретировать экспериментальные результаты.

### Вклад авторов

**И.В. Гладышев** – разработка модели и методики расчета, создание компьютерной программы, компьютерное моделирование, обсуждение результатов, написание статьи.

**А.Н. Юрасов** – моделирование, обсуждение результатов, написание и редактирование статьи.

**М.М. Яшин** – обработка литературных источников, компьютерное моделирование, обсуждение результатов, написание статьи.

### Authors' contributions

**I.V. Gladyshev** – model proposal and development, calculation methodology development, creating a computer program, computer simulation, discussion of results, writing the text of the article.

**A.N. Yurasov** – computer simulation, discussion of results, writing and editing the text of the article.

**M.M. Yashin** – processing the literary sources, computer simulation, discussion of results, writing the text if the article.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ганьшина Е.А., Гаршин В.В., Перова Н.Н., Припеченков И.М., Юрасов А.Н., Яшин М.М., Рыльков В.В., Грановский А.Б. Магнитооптическая Керр-спектроскопия нанокompозитов. *Журнал экспериментальной и теоретической физики (ЖЭТФ)*. 2023;164(4):662–672.
2. Sato K., Ishibashi T. Fundamentals of Magneto-Optical Spectroscopy. *Front. Phys.* 2022;10:946515. <https://doi.org/10.3389/fphy.2022.946515>
3. Телегин А.В., Бессонова В.А., Сухоруков Ю.П., Носов А.П., Ганьшина Е.А. Магнитоотражение и эффект Керра в пленках  $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$  с вариантной структурой. *Оптика и спектроскопия*. 2020;128(1):43–49. <https://doi.org/10.21883/OS.2020.01.48836.40-19>

4. Dyakov S.A., Fradkin I.M., Gippius N.A., Klompmaker L., Spitzer F., Yalcin E., Akimov I.A., Bayer M., Yavsin D.A., Pavlov S.I., Pevtsov A.B., Verbin S.Y., Tikhodeev S.G. Wide-band enhancement of the transverse magneto-optical Kerr effect in magnetite-based plasmonic crystals. *Phys. Rev. B*. 2019;100(21):214411. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.100.214411>
5. Ганьшина Е.А., Припеченков И.М., Перова Н.Н., Каназакова Е.С., Овешников Л.Н., Джалолддинзода М., Риль А.И., Грановский А.Б., Аронзон Б.А. Магнитооптическая спектроскопия композитов GaSb–MnSb. *Известия Российской академии наук. Серия физическая*. 2023;87(3):328–332. <https://doi.org/10.31857/S0367676522700570>
6. Бучин Э.Ю., Ваганова Е.И., Наумов В.В., Папорков В.А., Проказников А.В. Усиление экваториального эффекта Керра в наноперфорированных пленках кобальта. *Письма в ЖТФ*. 2009;35(13):8–17.
7. Ганьшина Е.А., Кунькова З.Э., Припеченков И.М., Маркин Ю.В. Магнитооптическое зондирование магнитного состояния и фазового состава слоев INFEAS. *Физика металлов и металловедение*. 2022;123(11):1168–1174. <https://doi.org/10.31857/S0015323022601222>
8. Li T., Luo L., Li X., Dove M.T., Zhang S., He J., Zhang Z. Observation of the mixed magneto-optical Kerr effects using weak measurement. *Opt. Express*. 2023;31(15):24469–24480. <https://doi.org/10.1364/oe.492380>
9. Sumi S., Awano H., Hayashi M. Interference induced enhancement of magneto-optical Kerr effect in ultrathin magnetic films. *Sci. Rep.* 2018;8(1):776. <https://doi.org/10.1038/s41598-017-18794-w>
10. Kaihara T., Ando T., Shimizu H., Zayets V., Saito H., Ando K., Yuasa S. Enhancement of magneto-optical Kerr effect by surface plasmons in trilayer structure consisting of double-layer dielectrics and ferromagnetic metal. *Opt. Express*. 2015;23(9):11537–11555. <https://doi.org/10.1364/oe.23.011537>
11. Skidanov V.A. Proximity induced long-range transformation of transverse magneto-optical Kerr effect in bilayers of magnetic and normal transition metals. In: *EASTMAG Conference*. 2022. Abstracts. V. 1. P. 415–416. URL: [https://eastmag2022.knc.ru/wp-content/uploads/2023/10/EASTMAG-2022\\_Abstacts\\_volume-1-2.pdf](https://eastmag2022.knc.ru/wp-content/uploads/2023/10/EASTMAG-2022_Abstacts_volume-1-2.pdf)
12. Маевский В.М. Теория магнитооптических эффектов в многослойных системах с произвольной ориентацией намагниченности. *Физика металлов и металловедение*. 1985;50(2):213–219.
13. Дейнего В., Капцов В., Гордиенко В. Десять лет школьному светодиодному освещению. Часть 1. Новые угрозы. *Полупроводниковая светотехника*. 2021;3(71):22–28.
14. Горшков М.М. *Эллисометрия*. М.: Советское радио; 1974. 199 с.
15. Ломакин Л. Кремниевые фотодиоды. Справочный листок. *Радио*. 1998;2:65–68.
16. Аксененко М.Д., Бараночников М.Л. *Приемники оптического излучения. Справочник*. М.: Радио и связь; 1987. 296 с.
17. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики*: пер. с англ. М.: Наука; 1973. 719 с.

## REFERENCES

1. Gan'shina E.A., Garshin V.V., Perova N.N., et al. Magneto-optical Kerr spectroscopy of nanocomposites. *J. Exp. Theor. Phys.* 2023;137(4):572–581. <https://doi.org/10.1134/S1063776123100151>  
[Original Russian Text: Gan'shina E.A., Garshin V.V., Perova N.N., Pripechenkov I.M., Yurasov A.N., Yashin M.M., Ryl'kov V.V., Granovskii A.B. Magneto-optical Kerr spectroscopy of nanocomposites. *Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki (ZhETF)*. 2023;164(4):662–672 (in Russ.).]
2. Sato K., Ishibashi T. Fundamentals of Magneto-Optical Spectroscopy. *Front. Phys.* 2022;10:946515. <https://doi.org/10.3389/fphy.2022.946515>
3. Telegin A.V., Bessonova V.A., Suhorukov Yu.P., et al. Magnetic reflection and the Kerr effect in  $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$  films with a variant structure. *Opt. Spectrosc.* 2020;128(1):42–48. <https://doi.org/10.1134/S0030400X20010233>  
[Original Russian Text: Telegin A.V., Bessonova V.A., Suhorukov Yu.P., Nosov A.P., Gan'shina E.A. Magnetic reflection and the Kerr effect in  $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$  films with a variant structure. *Optika i spektroskopiya*. 2020;128(1):43–49 (in Russ.). <https://doi.org/10.21883/OS.2020.01.48836.40-19>]
4. Dyakov S.A., Fradkin I.M., Gippius N.A., Klompmaker L., Spitzer F., Yalcin E., Akimov I.A., Bayer M., Yavsin D.A., Pavlov S.I., Pevtsov A.B., Verbin S.Y., Tikhodeev S.G. Wide-band enhancement of the transverse magneto-optical Kerr effect in magnetite-based plasmonic crystals. *Phys. Rev. B*. 2019;100(21):214411. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.100.214411>
5. Gan'shina E.A., Pripechenkov I.M., Perova N.N., et al. Magneto-Optical Spectroscopy of GaSb–MnSb Composites. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2023;87(3):282–286. <https://doi.org/10.3103/s1062873822701088>  
[Original Russian Text: Gan'shina E.A., Pripechenkov I.M., Perova N.N., Kanazakova E.S., Oveshnikov L.N., Dzhahaloliddinzoda M., Ril' A.I., Granovskii A.B., Aronzon B.A. Magneto-optical spectroscopy of composites GaSb–MnSb. *Izvestiya Rossiiskoi akademii nauk. Seriya fizicheskaya*. 2023;87(3):328–332 (in Russ.). <https://doi.org/10.31857/S0367676522700570>]
6. Buchin E.Yu., Vaganova E.I., Naumov V.V., et al. Enhancement of the transversal magneto-optical Kerr effect in nanoperforated cobalt films. *Tech. Phys. Lett.* 2009;35(7):589–593. <https://doi.org/10.1134/S1063785009070025>  
[Original Russian Text: Buchin E.Yu., Vaganova E.I., Naumov V.V., Paporkov V.A., Prokaznikov A.V. Enhancement of the transversal magneto-optical Kerr effect in nanoperforated cobalt films. *Pis'ma v Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki (Pis'ma v ZhTF)*. 2009;35(13):8–17 (in Russ.).]
7. Gan'shina E.A., Kun'kova Z.E., Pripechenkov I.M., et al. Magneto-Optical Probing of the Magnetic State and Phase Composition of InFeAs Layers. *Phys. Metals Metallogr.* 2022;123(11):1098–1104. <https://doi.org/10.1134/S0031918X22601287>

- [Original Russian Text: Gan'shina E.A., Kun'kova Z.E., Pripechenkov I.M., Markin Yu.V. Magneto-Optical Probing of the Magnetic State and Phase Composition of InFeAs Layers. *Fizika metallov i metallovedenie*. 2022;123(11):1168–1174 (in Russ.). <https://doi.org/10.31857/S0015323022601222> ]
8. Li T., Luo L., Li X., Dove M.T., Zhang S., He J., Zhang Z. Observation of the mixed magneto-optical Kerr effects using weak measurement. *Opt. Express*. 2023;31(15):24469–24480. <https://doi.org/10.1364/oe.492380>
  9. Sumi S., Awano H., Hayashi M. Interference induced enhancement of magneto-optical Kerr effect in ultrathin magnetic films. *Sci. Rep.* 2018;8(1):776. <https://doi.org/10.1038/s41598-017-18794-w>
  10. Kaihara T., Ando T., Shimizu H., Zayets V., Saito H., Ando K., Yuasa S. Enhancement of magneto-optical Kerr effect by surface plasmons in trilayer structure consisting of double-layer dielectrics and ferromagnetic metal. *Opt. Express*. 2015;23(9):11537–11555. <https://doi.org/10.1364/oe.23.011537>
  11. Skidanov V.A. Proximity induced long-range transformation of transverse magneto-optical Kerr effect in bilayers of magnetic and normal transition metals. In: *EASTMAG Conference*. 2022. Abstracts. V. 1. P. 415–416. URL: [https://eastmag2022.knc.ru/wp-content/uploads/2023/10/EASTMAG-2022\\_Abstracts\\_volume-1-2.pdf](https://eastmag2022.knc.ru/wp-content/uploads/2023/10/EASTMAG-2022_Abstracts_volume-1-2.pdf)
  12. Maevskii V.M. Theory of magneto-optical effects in multilayer systems with arbitrary orientation of magnetization. *Fizika metallov i metallovedenie = Physics of Metals and Metallography*. 1985;59(2):213–219 (in Russ.).
  13. Deinego V., Kaptsov V., Gordienko V. Ten years of school LED lighting. Part 1. New threats. *Poluprovodnikovaya svetotekhnika = Solid-State Lighting*. 2021;3(71):22–28 (in Russ.).
  14. Gorshkov M.M. *Ellipsometriya (Ellipsometry)*. Moscow: Sovetskoe radio; 1974. 199 p. (in Russ.).
  15. Lomakin L. Silicon photodiodes. The reference sheet. *Radio*. 1998;2:65–68 (in Russ.).
  16. Aksenenko M.D., Baranochnikov M.L. *Priemniki opticheskogo izlucheniya. Spravochnik (Optical Radiation Receivers. Guide)*. Moscow: Radio i svyaz'; 1987. 296 p. (in Russ.).
  18. Born M., Wolf E. *Osnovy optiki (Principles of Optics)*: transl. from Engl. Moscow: Nauka; 1973. 719 p. (in Russ.). [Born M., Wolf E. *Principles of Optics*. Cambridge: Cambridge University Press; 2019. 992 p.]

#### Об авторах

**Гладышев Игорь Васильевич**, к.ф.-м.н., доцент, кафедра наноэлектроники, Институт перспективных технологий и промышленного программирования, ФГБОУ ВО «МИРЭА – Российский технологический университет» (119454, Россия, Москва, пр-т Вернадского, д. 78). E-mail: [i\\_gladyshev@mirea.ru](mailto:i_gladyshev@mirea.ru). ResearcherID N-1535-2016, Scopus Author ID 6701612553, SPIN-код РИНЦ 6735-1887, <https://orcid.org/0000-0002-7627-4978>

**Юрасов Алексей Николаевич**, д.ф.-м.н., профессор, кафедра наноэлектроники, Институт перспективных технологий и промышленного программирования, ФГБОУ ВО «МИРЭА – Российский технологический университет» (119454, Россия, Москва, пр-т Вернадского, д. 78). E-mail: [alexey\\_yurasov@mail.ru](mailto:alexey_yurasov@mail.ru). ResearcherID M-3113-2016, Scopus Author ID 6602974416, SPIN-код РИНЦ 4259-8885, <https://orcid.org/0000-0002-9104-3529>

**Яшин Максим Михайлович**, к.ф.-м.н., доцент, кафедра наноэлектроники, Институт перспективных технологий и промышленного программирования, ФГБОУ ВО «МИРЭА – Российский технологический университет» (119454, Россия, Москва, пр-т Вернадского, д. 78). E-mail: [ihkamax@mail.ru](mailto:ihkamax@mail.ru). ResearcherID G-6809-2017, Scopus Author ID 57210607470, SPIN-код РИНЦ 2438-6135, <https://orcid.org/0000-0001-8022-9355>

#### About the authors

**Igor V. Gladyshev**, Cand. Sci. (Phys.-Math.), Associate Professor, Department of Nanoelectronics, Institute for Advanced Technologies and Industrial Programming, MIREA – Russian Technological University (78, Vernadskogo pr., Moscow, 119454 Russia). E-mail: [i\\_gladyshev@mirea.ru](mailto:i_gladyshev@mirea.ru). ResearcherID N-1535-2016, Scopus Author ID 6701612553, RSCI SPIN-code 6735-1887, <https://orcid.org/0000-0002-7627-4978>

**Alexey N. Yurasov**, Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, Department of Nanoelectronics, Institute for Advanced Technologies and Industrial Programming, MIREA – Russian Technological University (78, Vernadskogo pr., Moscow, 119454 Russia). E-mail: [alexey\\_yurasov@mail.ru](mailto:alexey_yurasov@mail.ru), ResearcherID M-3113-2016, Scopus Author ID 6602974416, RSCI SPIN-code 4259-8885, <https://orcid.org/0000-0002-9104-3529>

**Maxim M. Yashin**, Cand. Sci. (Phys.-Math.), Associate Professor, Department of Nanoelectronics, Institute for Advanced Technologies and Industrial Programming, MIREA – Russian Technological University (78, Vernadskogo pr., Moscow, 119454 Russia). E-mail: [ihkamax@mail.ru](mailto:ihkamax@mail.ru). ResearcherID G-6809-2017, Scopus Author ID 57210607470, RSCI SPIN-code 2438-6135, <https://orcid.org/0000-0001-8022-9355>