

НЕЛИНЕЙНОЕ ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА ОТ ПЛАНАРНОЙ МАГНИТОПЛАЗМОННОЙ НАНОСТРУКТУРЫ

Т. М. Чмерева*, М. Г. Кучеренко

УДК 535.3;620.3

Оренбургский государственный университет,
460018, Оренбург, Россия; e-mail: chmereva@yandex.ru, clibph@yandex.ru

(Поступила 13 января 2021)

Теоретически исследован нелинейный экваториальный эффект Керра в планарной наноструктуре, состоящей из ферромагнитного и плазмонного слоев и находящейся между двумя оптически прозрачными диэлектриками. Проведены расчеты нелинейных поверхностных поляризаций границ раздела сред, являющихся источниками второй гармоники (ВГ), угловых зависимостей интенсивности отраженной ВГ и магнитных контрастов при разных толщинах слоя благородного металла. Показано, что при падении на наноструктуру волны р-поляризации интенсивность ВГ максимальна в области плазмонного резонанса основной частоты на поверхности металла, граничащего с нижним диэлектриком. Установлено существенное влияние толщины и расположения плазмонного слоя как на интенсивность ВГ, так и на магнитный контраст.

Ключевые слова: магнитооптический эффект Керра, магнитоплазмонная наноструктура, нелинейная поверхностная поляризация, нелинейный экваториальный эффект Керра, генерация второй гармоники, магнитный контраст.

The nonlinear equatorial Kerr effect in a planar nanostructure consisting of ferromagnetic and plasmon layers and located between two optically transparent dielectrics is studied theoretically. Calculations are made of nonlinear surface polarizations of interfaces between media that are sources of the second harmonic (SH), angular dependences of the intensities of the reflected SH and magnetic contrasts for different thicknesses of the noble metal layer. It is shown that when a p-polarization wave is incident on the nanostructure, the SH intensity is maximal in the region of the plasmon resonance of the basic frequency on the metal surface adjacent to the lower dielectric. A significant effect of the thickness and location of the plasmon layer on both the SH intensity and the magnetic contrast has been established.

Keywords: magneto-optical Kerr effect, magnetoplasmonic nanostructure, nonlinear surface polarization, nonlinear equatorial Kerr effect, second harmonic generation, magnetic contrast.

Введение. Магнитооптические эффекты в композитных наноструктурах, имеющих в своем составе магнитные и плазмонные компоненты, привлекают большое внимание исследователей. Появляется возможность управления характеристиками светового излучения с помощью магнитного поля, поскольку намагниченность структуры влияет на характеристики отраженного и прошедшего света. Это в свою очередь делает перспективным использование магнитоплазмонных наноструктур в современных магнитооптических устройствах: магнитооптических модуляторах света, устройствах записи, хранения, передачи и обработки данных, цветных гибких мониторах, сверхчувствительных детекторах магнитного поля и намагниченности [1, 2].

Как показывают исследования, выполненные в течение последних 20 лет, присутствие плазмонных составляющих в композитных наноструктурах обеспечивает усиление магнитооптических эффектов [3—5]. В таких структурах в зависимости от их конфигурации происходит резонансное возбуж-

NONLINEAR REFLECTION OF LIGHT FROM PLANAR MAGNETOPLASMONIC NANOSTRUCTURE

T. M. Chmereva*, M. G. Kucherenko (Orenburg State University, Orenburg, 460018, Russia; e-mail: chmereva@yandex.ru, clibph@yandex.ru)

дение локализованных или распространяющихся поверхностных плазмонов, что приводит к перераспределению электромагнитного поля и, как следствие, сильным изменениям магнитооптического отклика [6, 7]. В работах [8—11] сообщается об усилении магнитооптического эффекта Керра в планарных слоистых наноструктурах. Так, в [8] теоретически исследован полярный эффект Керра в магнитоплазмонных бислоях, состоящих из Co и Au. Показано, что усиление эффекта Керра носит резонансный характер и наблюдается при угле падения зондирующего света, близком к углам возбуждения поверхностного плазмона. В работах [9—11] теоретически и экспериментально обнаружено усиление полярного, меридионального и экваториального эффектов Керра в трехслойных системах Au/Co/Au и Au/Co/Ag. В последние годы появился ряд теоретических и экспериментальных работ, посвященных усилению эффекта Фарадея и магнитного кругового дихроизма в средах с наночастицами, имеющими ферромагнитное ядро и плазмонную оболочку, и двухчастичными кластерами из ферромагнитной и плазмонной наночастиц [12—15]. Кроме того, в [16, 17] сообщается о резонансном увеличении до трех порядков указанных эффектов в магнитоплазмонных фотонных кристаллах.

Наряду с линейными магнитооптическими эффектами Керра в последнее время активно изучаются эффекты Керра на второй гармонике (ВГ), которые превышают по величине соответствующие линейные эффекты и поэтому служат перспективным инструментом для исследований магнитных поверхностей и границ раздела [2, 18, 19]. О нелинейном отклике трехслойной магнитоплазмонной структуры Au/Co/Ag сообщается в работах [20—22], где отмечено, что изменением толщины металлов в такой трехслойной структуре можно добиться значительного усиления магнитного контраста.

В настоящей работе теоретически изучен нелинейный магнитооптический экваториальный эффект Керра в планарной структуре ферромагнетик—благородный металл. В данной структуре под действием электромагнитного поля волны основной частоты на границах раздела сред возникает нелинейная поверхностная поляризация, т. е. формируются три источника электромагнитного поля удвоенной частоты. Граница благородного металла с диэлектриком является немагнитным источником ВГ. На границе раздела двух металлов и границе ферромагнетика с диэлектриком возникают магнитный и немагнитный источники ВГ. Расчеты напряженности электрического поля в отраженной волне удвоенной частоты проведены в рамках подхода, изложенного в [18, 23, 24] для границы раздела изотропной и анизотропной сред. Сначала рассчитывались напряженности электрического поля на основной частоте в каждом из металлов, причем в ферромагнетике в линейном по намагниченности приближении. Через амплитуды напряженностей электрического поля у границ металлов определялись векторы нелинейной поверхностной поляризации. Затем из граничных условий для тангенциальных компонент напряженностей электрического и магнитного полей, учитывающих наличие нелинейной поверхностной поляризации, находилась амплитуда отраженной ВГ. Проведенное исследование показывает, что толщина и расположение слоя благородного металла существенно влияют на интенсивность отраженного света удвоенной частоты и экваториальный эффект Керра.

Нелинейный магнитооптический экваториальный эффект Керра в магнитоплазмонной наноструктуре. Рассматриваемая планарная структура представлена на рис. 1. Плоская электромагнитная волна падает под углом φ_0 на границу оптически прозрачного диэлектрика с диэлектрической постоянной ε_1 и благородного металла. Диэлектрическая проницаемость благородного металла описывается в обобщенной модели Друде выражением $\varepsilon_2(\omega) = \varepsilon_\infty - \omega_{plm}^2 / (\omega^2 + i\gamma_m\omega)$, где ε_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость, ω_{plm} и γ_m — плазменная частота и коэффициент диссипации, определяющий тепловые потери в металле. За магнитооптические свойства ферромагнетиков отвечает тензор диэлектрической проницаемости, вид которого зависит от намагниченности ферромагнетика. В экваториальной геометрии, когда вектор намагниченности \mathbf{M} перпендикулярен плоскости падения света, т. е. направлен параллельно оси x декартовой системы координат, тензор диэлектрической проницаемости имеет вид [18]:

$$\tilde{\varepsilon}_f(\omega) = \varepsilon_3(\omega) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & -iQ \\ 0 & iQ & 1 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $\varepsilon_3(\omega) = 1 - \omega_{plf}^2 / (\omega^2 + i\gamma_f\omega)$ — диэлектрическая функция немагнитного ферромагнетика, являющегося оптически изотропным; ω_{plf} и γ_f — плазменная частота и коэффициент диссипации; Q — магнитооптический параметр Фохта, который определяется из экспериментальных данных по магнитооптическим эффектам [2].

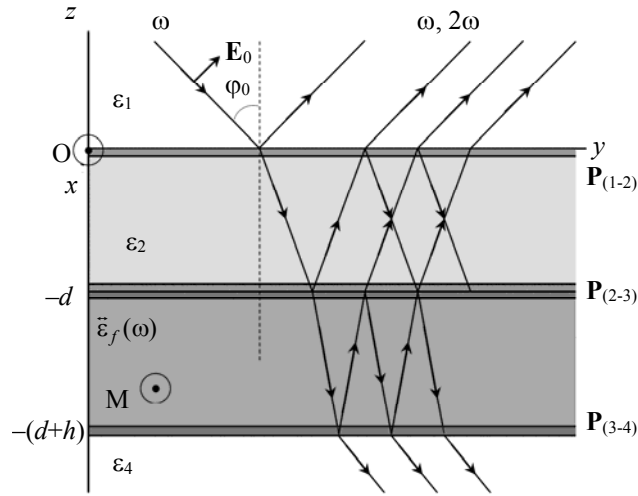


Рис. 1. Планарная наноструктура ферромагнетик—благородный металл

Под действием электромагнитного поля волны основной частоты на поверхностях благородного металла и ферромагнетика возникает нелинейная поверхностная поляризация. Вектор поверхностной поляризации границы ферромагнетика [18]:

$$\mathbf{P} = \chi_1 \mathbf{E}(\mathbf{E}\mathbf{n}) + \chi_2 E^2 \mathbf{n} + \chi_3 \mathbf{E}(\mathbf{E}[\mathbf{m}\mathbf{n}]) + \chi_4 E^2 [\mathbf{m}\mathbf{n}] + \chi_5 [\mathbf{E}\mathbf{m}](\mathbf{E}\mathbf{n}) + \chi_6 [\mathbf{E}\mathbf{n}](\mathbf{E}\mathbf{m}), \quad (2)$$

где χ_1 и χ_2 — нелинейные оптические параметры; χ_3, \dots, χ_6 — нелинейные магнитооптические параметры; \mathbf{n} — нормаль к поверхности; \mathbf{m} — единичный вектор, задающий направление намагниченности; \mathbf{E} — вектор напряженности электрического поля в металле вблизи его поверхности. Поверхностная поляризация благородного металла задается первыми двумя слагаемыми формулы (2). На верхней поверхности металлического слоя направление вектора нормали \mathbf{n} совпадает с ортом \mathbf{e}_z оси z , на нижней поверхности — противоположное.

При падении на поверхность планарной структуры электромагнитной волны, поляризованной в плоскости падения (p -волны), выражения для компонент вектора поверхностной поляризации: на поверхностях благородного металла $z = 0$ и $z = -d$

$$P_{y(1-2)}^{(p)} = \pm \chi_1^{(m)} E_{y2} E_{z2} \Big|_{z=0}^{z=-d}, \quad P_{z(1-2)}^{(p)} = \pm (\chi_1^{(m)} + \chi_2^{(m)}) E_{z2}^2 \Big|_{z=0}^{z=-d} \pm \chi_2^{(m)} E_{y2}^2 \Big|_{z=0}^{z=-d},$$

на поверхностях ферромагнетика $z = -d$ и $z = -(d+h)$

$$P_{y(2-3)f}^{(p)} = \pm \chi_1^{(f)} E_{y3} E_{z3} \Big|_{z=-d}^{z=-(d+h)} \mp (\chi_3 + \chi_4) E_{y3}^2 \Big|_{z=-d}^{z=-(d+h)} \mp (\chi_4 - \chi_5) E_{z3}^2 \Big|_{z=-d}^{z=-(d+h)},$$

$$P_{z(2-3)f}^{(p)} = \pm (\chi_1^{(f)} + \chi_2^{(f)}) E_{z3}^2 \Big|_{z=-d}^{z=-(d+h)} \pm \chi_2^{(f)} E_{y3}^2 \Big|_{z=-d}^{z=-(d+h)} \mp (\chi_3 + \chi_5) E_{y3} E_{z3} \Big|_{z=-d}^{z=-(d+h)}.$$

При падении волны, поляризованной перпендикулярно плоскости падения (s -волны), выражения для компонент вектора поверхностной поляризации: на поверхностях благородного металла $z = 0$ и $z = -d$

$$P_{y(1-2)}^{(s)} = 0, \quad P_{z(1-2)}^{(s)} = \pm \chi_2^{(m)} E_{x2}^2 \Big|_{z=0}^{z=-d},$$

на поверхностях ферромагнетика $z = -d$ и $z = -(d+h)$

$$P_{y(2-3)f}^{(s)} = \mp (\chi_4 + \chi_6) E_{x3}^2 \Big|_{z=-d}^{z=-(d+h)}, \quad P_{z(2-3)f}^{(s)} = \pm \chi_2^{(f)} E_{x3}^2 \Big|_{z=-d}^{z=-(d+h)}.$$

Поляризация границы благородного металла и ферромагнетика определяется суммой

$$P_{y(2-3)}^{(p,s)} = P_{y(2-3)m}^{(p,s)} + P_{y(2-3)f}^{(p,s)}, \quad P_{z(2-3)}^{(p,s)} = P_{z(2-3)m}^{(p,s)} + P_{z(2-3)f}^{(p,s)}.$$

Таким образом, независимо от направления поляризации падающей волны векторы $\mathbf{P}_{(1-2)}e^{2i(k_y y - \omega t)}$, $\mathbf{P}_{(2-3)}e^{2i(k_y y - \omega t)}$ и $\mathbf{P}_{(3-4)}e^{2i(k_y y - \omega t)}$ имеют только y - и z -компоненты, поэтому являются источниками плоских волн p -поляризации с частотой 2ω . Напряженности электрического и магнитного полей в этих волнах находятся из уравнений Максвелла, в которых диэлектрические проницаемости благородного металла и ферромагнетика берутся на удвоенной частоте. Решения уравнений Максвелла для тангенциальных компонент векторов напряженностей электрического и магнитного полей в каждой из четырех сред имеют вид:

в диэлектрике $z > 0$

$$\begin{aligned} E_{y1}(\omega_s) &= A e^{i(k_{sy}y + k_{sz1}z - \omega_s t)}, \\ H_{x1}(\omega_s) &= -\frac{\omega_s \varepsilon_1}{ck_{sz1}} A e^{i(k_{sy}y + k_{sz1}z - \omega_s t)}, \end{aligned} \quad (3)$$

в благородном металле $-d \leq z \leq 0$

$$\begin{aligned} E_{y2}(\omega_s) &= B e^{i(k_{sy}y - k_{sz2}z - \omega_s t)} + C e^{i(k_{sy}y + k_{sz2}z - \omega_s t)}, \\ H_{x2}(\omega_s) &= \frac{\omega_s \varepsilon_2(\omega_s)}{ck_{sz2}} \left(B e^{i(k_{sy}y - k_{sz2}z - \omega_s t)} - C e^{i(k_{sy}y + k_{sz2}z - \omega_s t)} \right); \end{aligned} \quad (4)$$

в ферромагнетике $-(d+h) \leq z \leq -d$

$$\begin{aligned} E_{y3}(\omega_s) &= D e^{i(k_{sy}y - k_{sz3}z - \omega_s t)} + F e^{i(k_{sy}y + k_{sz3}z - \omega_s t)}, \\ H_{x3}(\omega_s) &= \frac{\omega_s}{ck_{sz3}} \left(\varepsilon_3(\omega_s) + \varepsilon_{yz}(\omega_s) \frac{k_{sy}}{k_{sz3}} \right) D e^{i(k_{sy}y - k_{sz3}z - \omega_s t)} + \\ &+ \frac{\omega_s}{ck_{sz3}} \left(-\varepsilon_3(\omega_s) + \varepsilon_{yz}(\omega_s) \frac{k_{sy}}{k_{sz3}} \right) F e^{i(k_{sy}y + k_{sz3}z - \omega_s t)}, \end{aligned} \quad (5)$$

в диэлектрике $z \leq -(d+h)$

$$\begin{aligned} E_{y4}(\omega_s) &= G e^{i(k_{sy}y - k_{sz4}z - \omega_s t)}, \\ H_{x4}(\omega_s) &= \frac{\omega_s \varepsilon_4}{ck_{sz4}} G e^{i(k_{sy}y - k_{sz4}z - \omega_s t)}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\omega_s = 2\omega$, $k_{sy} = (\omega_c/c)\sqrt{\varepsilon_1} \sin \varphi_0$, $k_{sz1} = \sqrt{(\omega_s/c)^2 \varepsilon_1 - k_{sy}^2}$, $k_{sz2} = \sqrt{(\omega_s/c)^2 \varepsilon_2(\omega_s) - k_{sy}^2}$, $k_{sz3} = \sqrt{(\omega_s/c)^2 \varepsilon_3(\omega_s) - k_{sy}^2}$, $k_{sz4} = \sqrt{(\omega_s/c)^2 \varepsilon_4 - k_{sy}^2}$.

Амплитуды напряженностей полей можно найти из граничных условий, приведенных в [18, 23, 24] для границы раздела изотропной и анизотропной сред. В [23, 24] предполагается, что нелинейная поляризация возникает в тонком приграничном слое и диэлектрическая проницаемость этого слоя в общем случае отличается от диэлектрических проницаемостей двух граничащих сред. На границе раздела металла с диэлектриком диэлектрическую проницаемость тонкого приграничного слоя можно считать совпадающей с проницаемостью металла. На границе двух металлов можно предположить, что нелинейная поляризация $\mathbf{P}_{(2-3)}$ возникает в тонком слое эффективной среды, характеризуемой тензором диэлектрической проницаемости $\vec{\varepsilon}^{eff}(\omega)$. Таким образом, для рассматриваемой системы граничные условия примут вид:

$$\begin{aligned} H_{x1}(\omega_s)|_{z=0} - H_{x2}(\omega_s)|_{z=0} &= -4\pi \frac{i\omega_s}{c} P_{y(1-2)}^{(p,s)}, \\ E_{y1}(\omega_s)|_{z=0} - E_{y2}(\omega_s)|_{z=0} &= -\frac{4\pi}{\varepsilon_2(\omega_s)} \frac{P_{z(1-2)}^{(p,s)}}{\partial y}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_{x2}(\omega_s)|_{z=-d} - H_{x3}(\omega_s)|_{z=-d} &= -4\pi \frac{i\omega_s}{c} P_{y(2-3)}^{(p,s)} + 4\pi \frac{i\omega_s}{c} \frac{\varepsilon_{yz}^{eff}(\omega_s)}{\varepsilon_{zz}^{eff}(\omega_s)} P_{z(2-3)}^{(p,s)}, \\
 E_{y2}(\omega_s)|_{z=-d} - E_{y3}(\omega_s)|_{z=-d} &= -\frac{4\pi}{\varepsilon_{zz}^{eff}(\omega_s)} \frac{\partial P_{z(2-3)}^{(p,s)}}{\partial y}, \\
 H_{x3}(\omega_s)|_{z=-(d+h)} - H_{x4}(\omega_s)|_{z=-(d+h)} &= -4\pi \frac{i\omega_s}{c} P_{y(3-4)}^{(p,s)} + 4\pi \frac{i\omega_s}{c} \frac{\varepsilon_{yz}(\omega_s)}{\varepsilon_3(\omega_s)} P_{z(3-4)}^{(p,s)}, \\
 E_{y3}(\omega_s)|_{z=-(d+h)} - E_{y4}(\omega_s)|_{z=-(d+h)} &= -\frac{4\pi}{\varepsilon_3(\omega_s)} \frac{\partial P_{z(3-4)}^{(p,s)}}{\partial y}.
 \end{aligned} \tag{7}$$

Для нахождения элементов тензора $\tilde{\varepsilon}^{eff}(\omega)$ можно воспользоваться методом определения эффективной диэлектрической проницаемости слоистой гетеросистемы [25]. Так как диэлектрическая проницаемость ферромагнетика есть тензор, то и диэлектрическая проницаемость эффективной среды будет тензором со структурой, подобной (1):

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_{xx}^{eff}(\omega) &= \frac{1}{2}(\varepsilon_2(\omega) + \varepsilon_3(\omega)), & \varepsilon_{yy}^{eff}(\omega) &= \frac{1}{2}\left(\varepsilon_2(\omega) + \varepsilon_3(\omega) - \frac{\varepsilon_{yz}(\omega)\varepsilon_{zy}(\omega)}{\varepsilon_2(\omega) + \varepsilon_3(\omega)}\right), \\
 \varepsilon_{zz}^{eff}(\omega) &= \frac{2\varepsilon_2(\omega)\varepsilon_3(\omega)}{\varepsilon_2(\omega) + \varepsilon_3(\omega)}, & \varepsilon_{yz}^{eff}(\omega) &= \frac{\varepsilon_2(\omega)\varepsilon_{yz}(\omega)}{\varepsilon_2(\omega) + \varepsilon_3(\omega)}, & \varepsilon_{zy}^{eff}(\omega) &= \frac{\varepsilon_2(\omega)\varepsilon_{zy}(\omega)}{\varepsilon_2(\omega) + \varepsilon_3(\omega)},
 \end{aligned}$$

где $\varepsilon_{yz}(\omega) = -\varepsilon_{zy}(\omega) = -i\varepsilon_3(\omega)Q$, коэффициент “1/2” возникает из-за предположения, что объемные доли благородного металла и ферромагнетика в приграничном слое одинаковы.

Подстановка в граничные условия (7) выражений для компонент напряженностей электрического и магнитного полей (3)—(6) приводит к системе алгебраических уравнений для коэффициентов A, B, C, D, F, G . Интенсивность отраженной волны удвоенной частоты определяется как

$$I_{2\omega} \sim |A_{2\omega}|^2, \quad A_{2\omega} = \omega_s \sqrt{\varepsilon_1} A / (ck_{z1}). \tag{8}$$

Характеристика нелинейного экваториального эффекта Керра вводится как отношение [18]

$$\delta_{2\omega} = (I_{2\omega}(\mathbf{m}) - I_{2\omega}(0)) / (I_{2\omega}(\mathbf{m}) + I_{2\omega}(0)),$$

где $I_{2\omega}(0)$ — интенсивность отраженной ВГ при нулевой намагниченности ферромагнетика. Магнитный контраст определяется формулой [20]

$$\rho_{2\omega} = (I_{2\omega}(\mathbf{m}) - I_{2\omega}(-\mathbf{m})) / (I_{2\omega}(\mathbf{m}) + I_{2\omega}(-\mathbf{m})). \tag{9}$$

Результаты и их обсуждение. При проведении расчетов характеристики благородного металла выбирались соответствующими серебру: $\hbar\omega_{plm} = 9.0$ эВ, $\hbar\gamma_m = 0.016$ эВ, $\varepsilon_\infty = 4.45$ [26]. Характеристики ферромагнетика отвечали кобальту: $\hbar\omega_{plm} = 9.74$ эВ, $\hbar\gamma_f = 0.632$ эВ [8]. Магнитооптический параметр Фохта Q кобальта полагался не зависящим от частоты, его значение $Q = (-32 + i20) \cdot 10^{-3}$ для $\lambda = 800$ нм взято из работы [27]. Нелинейные оптические параметры также предполагались не зависящими от частоты и одинаковыми для благородного металла и ферромагнетика $\chi_1 = 0.3 \cdot 10^{13}$ см²/статВ [28], $\chi_2 = 0.1\chi_1$, $\chi_3 - \chi_6 = 0.01i\chi_1$ [18]. Диэлектрические постоянные верхнего и нижнего диэлектриков $\varepsilon_1 = 2.25$ и $\varepsilon_4 = 1$. Напряженность электрического поля падающей волны с $\lambda = 800$ нм составляет $E_0 = 10^4$ статВ/см. Толщина слоя кобальта постоянная $h = 10$ нм, толщина слоя серебра $d = 20$ —30 нм.

На рис. 2 для падающей волны p -поляризации представлены результаты расчетов интенсивности $I_{2\omega}$ по формуле (8) отраженной волны удвоенной частоты в случае нулевой намагниченности кобальта и соответствующих магнитных контрастов $\rho_{2\omega}$ (9). Расчеты проведены для разных толщин d серебряного слоя. Интенсивности отраженных волн нормировались на интенсивность I_0 падающей волны. При угле падения, удовлетворяющем условию [26] $\sqrt{\varepsilon_1} \sin \varphi_0 = \sqrt{\varepsilon_3(\omega)\varepsilon_4 / (\varepsilon_3(\omega) + \varepsilon_4)}$, на границе кобальта с нижним диэлектриком возникает поверхностный плазмонный резонанс и интенсивность I_ω отраженного света основной частоты резко уменьшается. Для падающего света с $\lambda = 800$ нм это происходит при угле падения $\varphi_0 \sim 43^\circ$. Наоборот, в интенсивности $I_{2\omega}$ отраженного света удвоен-

ной частоты при этом угле наблюдается максимум. Возбуждение поверхностных плазмонов основной частоты приводит к локальному усилению электрических полей в металлах и, следовательно, к увеличению нелинейной поверхностной поляризации трех границ раздела слоев, являющихся источниками второй оптической гармоники. Максимум интенсивности является следствием конструктивной интерференции волн, испущенных этими тремя источниками. Минимумы интенсивности ВГ — результат деструктивной интерференции. Такие минимумы экспериментально наблюдаются при нелинейном отражении света от структуры Au/Co/Ag [20—22]. Минимум интенсивности отраженной ВГ при угле падения, удовлетворяющем условию $\sqrt{\varepsilon_1} \sin \varphi_{0nl} = \sqrt{\varepsilon_3(2\omega)\varepsilon_4 / (\varepsilon_3(2\omega) + \varepsilon_4)}$, может быть связан с поверхностным плазмонным резонансом на удвоенной частоте, который для волн с $\lambda = 400$ нм возникает при угле падения $\varphi_{0nl} \sim 45^\circ$. На это указано в работе [29], в которой данный минимум экспериментально наблюдался при отражении света от пленки золота. Как видно из рис. 2, а, увеличение толщины серебряного слоя приводит к уменьшению интенсивности ВГ. Также с ростом толщины наблюдается незначительное смещение пика нелинейного отражения в сторону меньших углов и следующего за ним минимума — в сторону больших. Кроме того, следует отметить достаточно большую ширину плазмонных резонансов по сравнению со случаем чисто серебряной пленки, что связано с превосходством в несколько десятков раз коэффициента диссипации γ_f кобальта над коэффициентом диссипации γ_m серебра.

Магнитный контраст ВГ $\rho_{2\omega}$ имеет наибольшие значения в минимумах ее интенсивности и, как следует из рис. 2, б, достигает нескольких десятков процентов в области плазмонного резонанса на удвоенной частоте, т. е. при $\varphi_0 \sim 45^\circ$. Как показывают расчеты, магнитный контраст $\rho_{2\omega}$ на основной частоте значительно меньше и составляет несколько процентов в области $\varphi_0 \sim 43^\circ$. Согласно [20—22], аналогичный эффект наблюдается для трехслойной магнитоплазмонной структуры Au/Co/Ag.

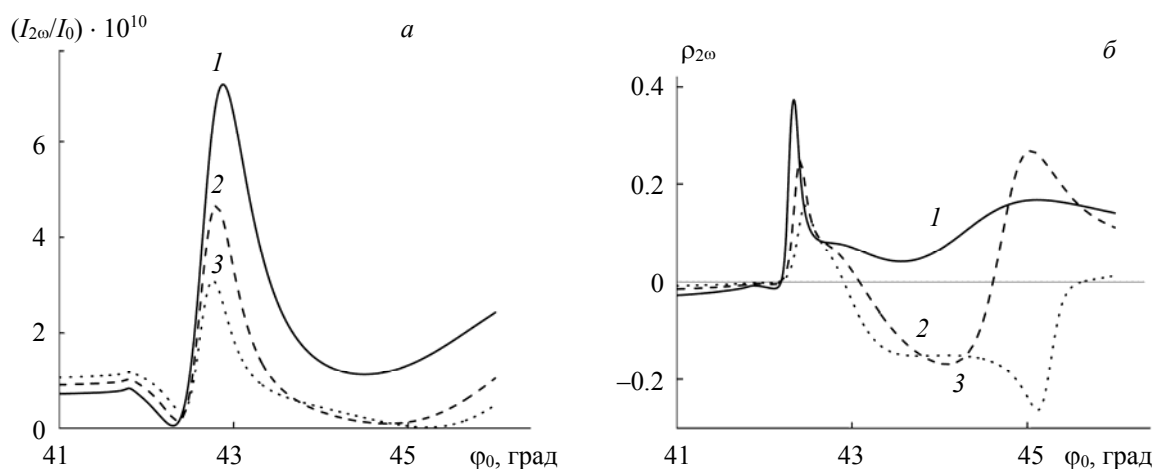


Рис. 2. Угловые зависимости относительной интенсивности отраженной ВГ (а) и магнитного контраста (б) на удвоенной частоте для наноструктуры серебро—кобальт при толщинах серебряного слоя $d = 20$ (1), 25 (2) и 30 нм (3) в случае падающей волны p -поляризации

На рис. 3 представлены результаты аналогичных расчетов для случая падающей волны s -поляризации. Обозначения кривых такие же, как на рис. 2. Поскольку поверхностные плазмоны не возбуждаются s -поляризованной волной, на угловой зависимости интенсивности ВГ (рис. 3, а) отсутствует пик плазмонного резонанса на основной частоте. В целом интенсивность ВГ при падении s -волны приблизительно на два порядка меньше, чем при падении p -волны. Магнитный контраст $\rho_{2\omega}$ составляет несколько процентов, как видно из рис. 2, б, в то время как на основной частоте линейный экваториальный эффект Керра для волны s -поляризации не наблюдается и магнитный контраст отсутствует.

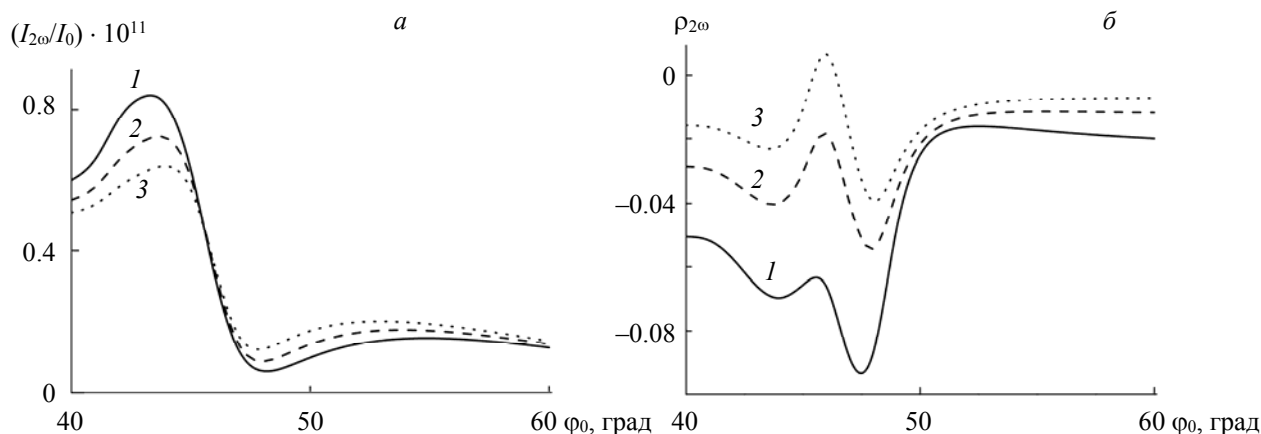


Рис. 3. Угловые зависимости относительной интенсивности отраженной ВГ (а) и магнитного контраста (б) на удвоенной частоте для наноструктуры серебро—кобальт в случае падающей волны *s*-поляризации. Обозначения кривых, как на рис. 2

На рис. 4 для падающей волны *p*-поляризации представлены результаты расчетов интенсивностей $I_{2\omega}$ ВГ и магнитных контрастов $\rho_{2\omega}$ в случае, когда слои кобальта и серебра меняют местами, т. е. отражение происходит от поверхности кобальта, а поверхностный плазмонный резонанс возникает на границе серебра с нижним диэлектриком. Для $\lambda = 800$ нм угол, при котором происходит возбуждение плазмонов на поверхности серебра, $\varphi_0 \sim 43^\circ$, для $\lambda = 400$ нм $\varphi_0 \sim 50^\circ$. Толщина слоя кобальта $d = 10$ нм. Как видно из рис. 4, а, на зависимости интенсивности $I_{2\omega}$ отраженного света наблюдается пик, обусловленный плазмонным резонансом на основной частоте, который с ростом толщины серебряного слоя становится выше уже, а его положение смещается в сторону меньших углов падения. Как показывают расчеты, в области плазмонного резонанса на удвоенной частоте ($\sim 50^\circ$) из-за интерференции возникает не минимум, как на рис. 2, а, а слабый максимум интенсивности ВГ. Магнитный контраст максимален в областях минимума $I_{2\omega}$ и составляет десятки процентов (рис. 2, б).

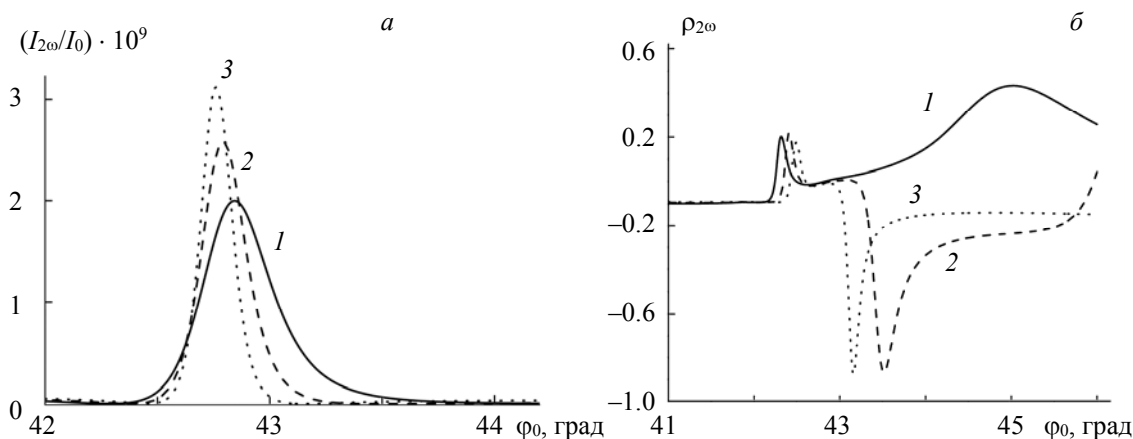


Рис. 4. Угловые зависимости относительной интенсивности отраженной ВГ (а) и магнитного контраста (б) на удвоенной частоте для наноструктуры кобальт—серебро при толщинах серебряного слоя $h = 20$ (1), 25 (2) и 30 нм (3) в случае падающей волны *p*-поляризации

Заключение. Выявлена существенная зависимость интенсивности второй гармоники, генерируемой плазмонной наноструктурой серебро—кобальт при падении на нее света с длиной волны 800 нм, от толщины слоя благородного металла. С ростом толщины интенсивность второй гармоники в максимуме, соответствующем плазмонному резонансу на основной частоте, ведет себя по-разному

при падении света на поверхность серебра и на поверхность кобальта: в первом случае интенсивность уменьшается, во втором — увеличивается. При наименьшей толщине серебра (20 нм) максимумы интенсивности второй гармоники достаточно широкие в обоих случаях, что обусловлено большим коэффициентом диссипации кобальта. Рост толщины слоя серебра, расположенного снизу, уменьшает влияние кобальта, и максимум отраженной второй гармоники становится более узким и близким к случаю отражения от однородной серебряной пленки. Изменения интенсивности второй гармоники влекут за собой изменения магнитного контраста, который в несколько раз превосходит магнитный контраст на основной частоте. Варьируя толщины и расположение слоев в планарной магнитоплазменной структуре, можно добиться усиления нелинейных оптических и магнитооптических эффектов, что важно с практической точки зрения, поскольку эти эффекты могут быть положены в основу принципов работы оптических устройств, управление которыми осуществляется с помощью магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект № FSGU-2020-0003).

- [1] **А. Н. Калиш, В. И. Белотелов.** ФТТ, **58**, вып. 8 (2016) 1513—1521
- [2] **A. K. Zvezdin, V. A. Kotov.** Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials. IOP Publishing, Bristol, Philadelphia (1997) 28—30
- [3] **G. Armelles, A. Cebollada, A. García-Martín, J. M. García-Martín, M. U. González, J. B. González-Díaz, E. Ferreira-Vila, J. F. Torrado.** J. Opt. A: Pure Appl. Opt., **11** (2009) 114023
- [4] **J. F. Torrado, J. B. González-Díaz, M. U. González, A. García-Martín, G. Armelles.** Opt. Express, **18** (2010) 15635—15642, <https://doi.org/10.1364/OE.18.015635>
- [5] **I. S. Maksymov.** Nanomaterials, **5** (2015) 577—613, <https://doi.org/10.3390/nano5020577>
- [6] **G. Armelles, A. Cebollada, A. García-Martín, M. U. González.** Adv. Opt. Mater., **7** (2013) 10—35, <https://doi.org/10.1002/adom.201200011>
- [7] **N. Passarelli, L. A. Perez, E. A. Coronado.** ACS Nano, **8**, N 10 (2014) 9723—9728, [10.1021/nn505145v](https://doi.org/10.1021/nn505145v)
- [8] **Y. Demidenko, D. Makarov, O. G. Schmidt, V. Lozovski.** J. Opt. Soc. Am. B, **28** (2011) 2115—2122, <https://doi.org/10.1364/JOSAB.28.002115>
- [9] **C. Hermann, V. A. Kosobukin, G. Lampel, J. Peretti, V. I. Safarov, P. Bertrand.** Phys. Rev. B, **64** (2001) 235422, <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.64.235422>
- [10] **E. Ferreira-Vila, J. B. González-Díaz, R. Fermento, M. U. González, A. García-Martín, J. M. García-Martín, A. Cebollada, G. Armelles.** Phys. Rev. B, **80** (2009) 125132, <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.80.125132>
- [11] **N. Bonod, R. Reinisch, E. Popov, M. Neviere.** J. Opt. Soc. Am. B, **21**, N 4 (2004) 791—797, <https://doi.org/10.1364/JOSAB.21.000791>
- [12] **P. Varytis, P. A. Pantazopoulos, N. Stefanou.** Phys. Rev. B, **93** (2016) 214423, <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.93.214423>
- [13] **R. K. Dani, H. Wang, S. H. Bossmann, G. Wysin, V. Chikan.** J. Chem. Phys., **135** (2011) 224502, <https://doi.org/10.1063/1.3665138>
- [14] **P. Varytis, N. Stefanou, A. Christofi, N. Papanikolaou.** J. Opt. Soc. Am. B, **32**, N 6 (2015) 1063—1069, <https://doi.org/10.1364/JOSAB.32.001063>
- [15] **Т. М. Чмерева, М. Г. Кучеренко.** Журн. прикл. спектр., **86**, № 4 (2019) 647—653
- [16] **T. M. Chmereva, M. G. Kucherenko.** J. Appl. Spectr., **86**, N 4 (2019) 698—704, <https://doi.org/10.1007/s10812-019-00881-7>
- [17] **B. Caballero, A. Garcia-Martín, J. C. Cuevas.** Opt. Express, **23**, N 17 (2015) 22238—22249, <https://doi.org/10.1364/OE.23.022238>
- [18] **V. I. Belotelov, I. A. Akimov, M. Pohl, V. A. Kotov, S. Kasture, A. S. Vengurlekar, A. V. Gopal, D. Yakovlev, A. K. Zvezdin, M. Bayer.** Nature Nanotechnol., **6** (2011) 370—376, <https://doi.org/10.1038/nnano.2011.54>
- [19] **А. К. Звездин, Н. Ф. Кубраков.** ЖЭТФ, **116**, № 1 (1999) 141—156
- [20] **U. Pustogowa, W. Hubner, K. H. Bennemann.** Phys. Rev. B, **49** (1994) 10031
- [21] **I. Rzdolski, D. Makarov, O. G. Schmidt, A. Kirilyuk, T. Rasing, V. V. Temnov.** ACS Photonics, **3** (2016) 179—183, <https://doi.org/10.1021/acsp Photonics.5b00504>

-
- [21] **V. V. Temnov, I. Razdolski, T. Pezeril, D. Makarov, D. Seletskiy, A. Melnikov, K. A. Nelson.** *J. Opt.*, **18** (2016) 093002
- [22] **V. V. Temnov.** *Nat. Photon.*, **6** (2012) 728—736, <https://doi.org/10.1038/nphoton.2012.220>
- [23] **Y. R. Shen.** *Annu. Rev. Phys. Chem.*, **40** (1989) 327—350
- [24] **B. Jerome, Y. R. Shen.** *Phys. Rev. E*, **48**, N 6 (1993) 4556—4574, <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.48.4556>
- [25] **А. И. Ефимова, Л. А. Головань, П. К. Кашкаров, В. М. Сенявин, В. Ю. Тимошенко.** Инфракрасная спектроскопия систем пониженной размерности, Санкт-Петербург, Лань (2016) 22—24
- [26] **В. В. Климов.** Наноплазмоника, Москва, Физматлит (2009) 60—63
- [27] **R. Atkinson, W. R. Hendr.** *J. Mag. Soc. Jpn.*, **20**, N S1 (1996) 291—296
- [28] **D. Krause, C. W. Teplin, C. T. Rogers.** *J. Appl. Phys.*, **96**, N 7 (2004) 3626—3634, <https://doi.org/10.1063/1.1786341>
- [29] **S. Palomba, L. Novotny.** *Phys. Rev. Lett.*, **101** (2008) 056802, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.056802>