

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 537.632

УСИЛЕНИЕ ЭКВАТОРИАЛЬНОГО МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА КЕРРА В КРЕМНИЙНИКЕЛЕВЫХ НАНОРЕШЕТКАХ С ПОМОЩЬЮ РЕЗОНАНСОВ МИ И ПОВЕРХНОСТНЫХ РЕШЕТОЧНЫХ МОД

© 2024 г. К. А. Мамян^{а, *}, А. Ю. Фролов^а, В. В. Попов^а, А. А. Федянин^а

^а Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Физический факультет,
Ленинские горы, 1, Москва, 119991 Россия

*e-mail: mamyan@nanolab.phys.msu.ru

Поступила в редакцию 07.09.2023 г.

После доработки 09.11.2023 г.

Принята к публикации 14.11.2023 г.

Экспериментально показано, что одномерный массив кремниевых нанонитей, периодически расположенных на никелевой подложке, усиливает экваториальный магнитооптический эффект Керра (ЭМОЭК) по сравнению с никелевой пленкой. Механизм усиления связан с возбуждением резонансов двух типов: мультипольных резонансов Ми в каждой нанонити и поверхностных решеточных резонансов (ПРР), возникающих за счет периодического расположения нанонитей. Максимальные значения ЭМОЭК составили 1.9 % и 2.6 % при возбуждении ПРР и магнитодипольного резонанса, соответственно. При возбуждении ПРР происходит сужение спектральной линии усиления ЭМОЭК по сравнению с магнитодипольным резонансом.

Ключевые слова: магнитооптика, нанофотоника, резонансы Ми, экваториальный магнитооптический эффект Керра, поверхностный решеточный резонанс

DOI: 10.31857/S0015323024020021, **EDN:** YPRMIG

ВВЕДЕНИЕ

Магнитооптические эффекты Керра (МОЭК) представляют собой явления изменения свойств света при его взаимодействии с намагниченным веществом [1]. В случае экваториального МОЭК (ЭМОЭК), когда вектор намагниченности вещества перпендикулярен плоскости падения света, наблюдаются модуляция интенсивности и фазы отраженного излучения. При приложении внешнего магнитного поля тензор диэлектрической проницаемости вещества становится недиагональным вследствие спин-орбитального взаимодействия:

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & ig & 0 \\ -ig & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_1 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $\epsilon_1 = \epsilon'_1 + i\epsilon''_1$ — диагональная компонента тензора, $g = g' + ig''$ — константа гирации вещества. Величина эффекта рассчитывается по следующей формуле:

$$\delta = 2 \times \frac{R(H) - R(-H)}{R(H) + R(-H)}, \quad (2)$$

где $R(H)$ и $R(-H)$ — коэффициенты отражения при противоположных направлениях внешнего магнитного поля.

В наиболее распространенных магнитооптически активных металлах (железо, кобальт, никель) ЭМОЭК оказывается слишком малым для практических применений. Для никелевой пленки величина эффекта в оптическом и ближнем ИК-диапазонах составляет не более 0.5 % [2]. Одним из способов усиления магнитооптического отклика вещества является возбуждение оптических резонансов, которые локализуют электромагнитное поле в магнитном материале. В ряде работ было обнаружено усиление благодаря возбуждению локализованных поверхностных плазмонов (ЛПП), представляющих собой резонансные колебания свободных электронов металлической частицы, возбуждаемые внешним электромагнитным полем [3–5].

Помимо ЛПП, также было продемонстрировано усиление за счет возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов (ППП), которые представляют собой электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль границы “металл–диэлектрик” [6]. Усиление за счет возбуждения ППП

возможно, например, в многослойных пленках [7, 8] и в магнитоплазменных кристаллах [9–16]. Механизм усиления в этом случае заключается в спектральном сдвиге особенности (максимума или минимума), соответствующей плазмонно-му резонансу, при приложении магнитного поля в противоположных направлениях. Однако плазмонные резонансы обладают рядом недостатков, среди которых большое поглощение оптического излучения в металле, вследствие чего добротность ЛПП и ППП ограничена. Использование благородных металлов позволяет снизить потери на поглощение, однако может ухудшать взаимодействие с намагниченной средой [17–21]. Была также продемонстрирована эффективность использования других магнитооптических веществ, например, магнитных диэлектриков, для усиления магнитооптического отклика [22–24].

Альтернативный подход к усилению магнитооптических эффектов заключается в использовании резонансов в диэлектрических наноструктурах. В частности, в последнее время широкое распространение получило применение резонансов Ми – мультипольных резонансов рассеяния [25, 26]. Характер этих резонансов определяется геометрическими параметрами структуры, ее веществом и свойствами среды. Эти резонансы позволяют эффективно локализовать электромагнитное поле в субволновых пространственных объемах [27, 28].

Совмещение магнитооптически активного вещества с резонансной диэлектрической наноструктурой позволяет существенно усиливать магнитооптические эффекты, как уже было продемонстрировано на примере массива кремниевых нанодисков, покрытых никелевой пленкой, нанесенного на стеклянную подложку [29–31].

Периодическое упорядочение Ми-резонансных частиц позволяет возбуждать коллективные моды, обладающие существенно большей добротностью по сравнению с уединенными резонансами [32, 33]. Связывание резонансов в коллективной моде можно обеспечить с помощью аномалии Рэлея (АР), при которой один из дифракционных порядков начинает распространяться вдоль поверхности периодического массива. Тем самым АР может спектрально перекрываться с модами наночастиц, образуя поверхностный решеточный резонанс (ПРР) [34]. С помощью ПРР можно усиливать магнитооптические эффекты в двумерных массивах никелевых нанодисков [35], а также нанодисков из золота, помещенных в матрицу из магнитного диэлектрика [36, 37].

В данной работе сравнивается эффективность резонансов Ми и ПРР с точки зрения усиления ЭМОЭК в гибридной наноструктуре, представляющей собой периодический массив прямо-

угольных кремниевых нанонитей, лежащих на никелевой подложке.

ОБРАЗЦЫ

Схематический вид поперечного сечения кремний-никелевой нанорешетки представлен на рис. 1а. До изготовления образцов проводили предварительные расчеты в программном пакете Ansys

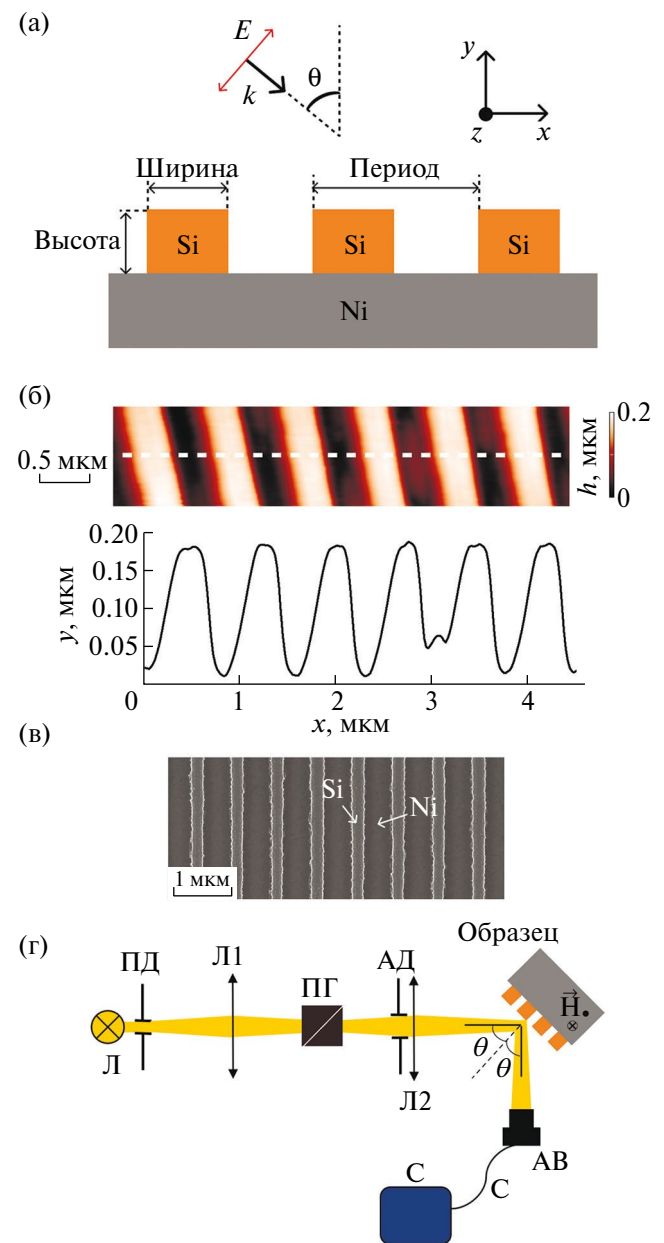


Рис. 1. Схематический вид поперечного сечения образца (а). АСМ-изображение образца (сверху) и его сечение вдоль пунктирной линии (снизу) (б). СЭМ-изображение образца (в). Схема экспериментальной установки (г). Л – лампа; ПД – поляризатор; Л1 – линза 1; ПГ – призма Глана; АД – апертурная диафрагма; Л2 – линза 2; АВ – адаптер волокна; В – оптическое волокно; С – спектрометр.

Lumerical FDTD [38] с помощью метода конечных разностей во временной области. Были получены геометрические параметры структуры, при которых резонансы находятся в видимом и ближнем ИК-диапазонах. Выбор кремния обусловлен его высоким показателем преломления ($n \approx 3.5$) [39] в оптическом и ближнем ИК-диапазонах, а никеля — его высокой константой гирации [40].

Образцы были изготовлены методами взрывной и электронно-лучевой литографии. Характеризация образцов проведена методами атомно-силовой микроскопии (АСМ, изображение и одномерное сечение изображения вдоль штриховой линии показаны на рис. 1б) и сканирующей электронной микроскопии (СЭМ, рис. 1в). Подложка представляет собой пленку никеля толщиной 200 нм, нанесенную на стекло. Нанесение никеля производили методом гальванопластики. Расчетные параметры образцов составляют: ширина 215 нм, высота 180 нм, период 700 нм. Расстояние между нанонитами подобрано таким образом, чтобы исключить их ближнепольное взаимодействие и обеспечить наличие АР, спектрально перекрывающейся с резонансами Ми отдельной нанонити. Эти параметры являются усредненными, поскольку они слабо изменялись вдоль оси нитей из-за особенностей процесса изготовления.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Схема экспериментальной установки для измерения спектров коэффициента отражения и ЭМОЭК представлена на рис. 1г. В качестве источника света используется широкополосная галогенная лампа. Пучок от лампы проходит через систему диафрагм и линз, а также приму Глана. Поляризация света направлена перпендикулярно оси нанонитей (р-поляризация). Образец установлен на гониометрическую систему, позволяющую изменять угол падения света θ . Спектр отраженного излучения детектируется спектрометром. Для намагничивания образцов используется постоянное внешнее поле, создаваемое двумя магнитами (из сплава неодима, железа и бора) противоположных полярностей с величиной поля 650 Гс в месте падения пучка. Диаметр пучка на образце составляет 1–2 мм. Магниты имеют форму дисков диаметром 20 мм, и создаваемое ими магнитное поле имеет малый градиент в области падения пучка. Внешнее магнитное поле сонаправлено с осью нанонитей и перпендикулярно плоскости падения света, что соответствует геометрии ЭМОЭК.

Все расчеты спектров коэффициента отражения и ближнепольного распределения магнитного поля, представленные ниже, также проводили в программном пакете Ansys Lumerical FDTD. Для

задания периодичности структуры были использованы блоховские периодические граничные условия, в качестве источника излучения в расчетах использовали модель плоской электромагнитной волны. Расчетные значения диэлектрической проницаемости аморфного кремния были взяты из работы [39], никеля — из работы [40].

РЕЗУЛЬТАТЫ

Для наблюдения как отдельных резонансов Ми, так и коллективного ПРР, были измерены спектры отражения и ЭМОЭК при двух углах падения: $\theta = 35^\circ$ и $\theta = 10^\circ$ в диапазоне длин волн 400–940 нм (рис. 2 и рис. 3). Также были получены расчетные спектры отражения. При $\theta = 10^\circ$ АР, связанная с -1 дифракционным порядком, находится в рассматриваемом спектральном диапазоне и может возбуждать ПРР в отличие от случая $\theta = 35^\circ$, когда АР -1 порядка наблюдается на длине волны 1100 нм, то есть вне исследуемого спектрального диапазона.

На рис. 2 представлены расчетный и экспериментальный спектры отражения, а также экспериментальный спектр ЭМОЭК при $\theta = 35^\circ$. В расчетном спектре коэффициента отражения наблюдается два минимума на длинах волн 740 нм и 830 нм.

Для выяснения природы этих минимумов были получены расчетные ближнепольные распределения модуля напряженности магнитного поля

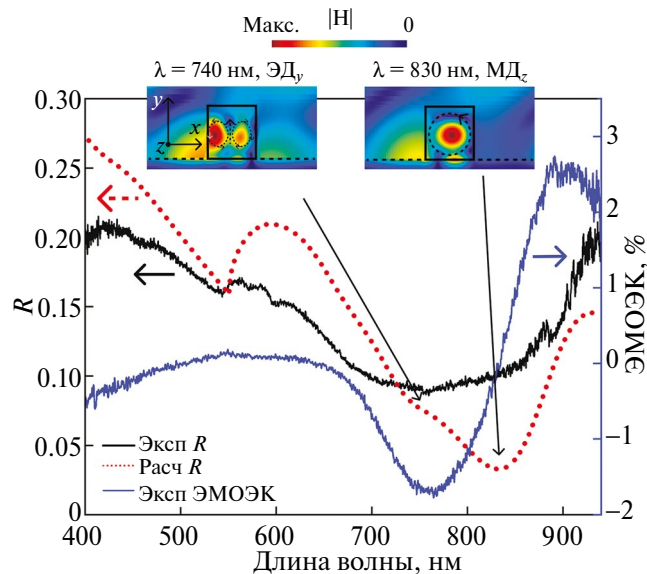


Рис. 2. Спектры отражения (черная непрерывная кривая — эксперимент, красная пунктирная — расчет), экспериментальный спектр ЭМОЭК (синяя кривая) при угле падения $\theta = 35^\circ$, распределение $|H|$ при длинах волн 740 нм и 830 нм. Пунктирными кривыми со стрелками на распределениях магнитного поля указаны направления вектора напряженности электрического поля.

$|\mathbf{H}|$. Распределение поля для минимума на длине волны 740 нм показывает возбуждение электрической дипольной моды, момент которой направлен вдоль оси y (ЭД_y); здесь и далее направление вектора напряженности электрического поля на ближнеполюсных изображениях схематически указано пунктирными кривыми со стрелками. Этому минимуму соответствует значение ЭМОЭК $\delta = -1.6\%$. Для минимума на длине волны 830 нм аналогично возбуждается магнитодипольная мода МД_z с дипольным моментом, направленным вдоль оси z . Возбуждение этой моды обеспечивает наибольшее значение ЭМОЭК, равное 2.6%. Тем самым усиление ЭМОЭК при этом угле падения обусловлено возбуждением отдельных резонансов Ми ЭД_y и МД_z в кремниевых нанонитях. Эти резонансы сильнее локализуют электромагнитное поле вблизи никеля по сравнению с неструктурированной никелевой поверхностью, что приводит к усилению ЭМОЭК.

Спектры коэффициента отражения и ЭМОЭК при угле падения $\theta = 10^\circ$ представлены на рис. 3. В спектрах отражения наблюдается минимум на длине волны 675 нм. Установлено, что возбуждается электрическая дипольная мода ЭД_x , дипольный момент которой направлен вдоль оси x (см. распределение $|\mathbf{H}|$ на рис. 3). Данному резонансу в спектре ЭМОЭК соответствует максимум со значением 0.3%.

При угле падения $\theta = 10^\circ$ на длине волны 820 нм наблюдается АР, образованная -1 по-

рядком дифракции, распространяющимся вдоль поверхности нанорешетки. Данная АР спектрально перекрывается с магнитодипольной модой МД_z с моментом, направленным вдоль оси z (что показано соответствующим распределением $|\mathbf{H}|$), возбуждая ПРР (МД_z). ПРР приводит к минимуму в спектре отражения. Большая добротность этого резонанса по сравнению с остальными отдельными модами обусловлена перекрытием широкого резонанса (магнитный диполь МД_z) и узкого (-1 порядок дифракции). В этой области наблюдается максимум в спектре ЭМОЭК, достигающий 1.9%.

Таким образом, отдельная магнитодипольная мода МД_z обеспечивает большее усиление эффекта по сравнению с ПРР, что обуславливает перспективность ее использования в задачах модуляции интенсивности света. При этом ширина линии усиления ЭМОЭК значительно меньше при возбуждении ПРР, что играет важную роль при создании магнитооптических сенсоров [41–46].

Важной характеристикой ЭМОЭК помимо величины δ является величина абсолютной модуляции коэффициента отражения (англ. FOM – figure of merit), определяемая следующим образом:

$$\Delta R = \delta \cdot R. \quad (3)$$

Для данного образца было проведено сравнение экспериментальных спектров ΔR при углах падения $\theta = 10^\circ$ и $\theta = 35^\circ$ (рис. 4).

Видно, что как в спектральной области электрического дипольного (от 700 нм до 800 нм), так и в области магнитодипольного (от 800 нм до 940 нм) резонансов большая величина ΔR достигается при большем угле падения. Таким образом, возбуждение отдельного резонанса Ми без

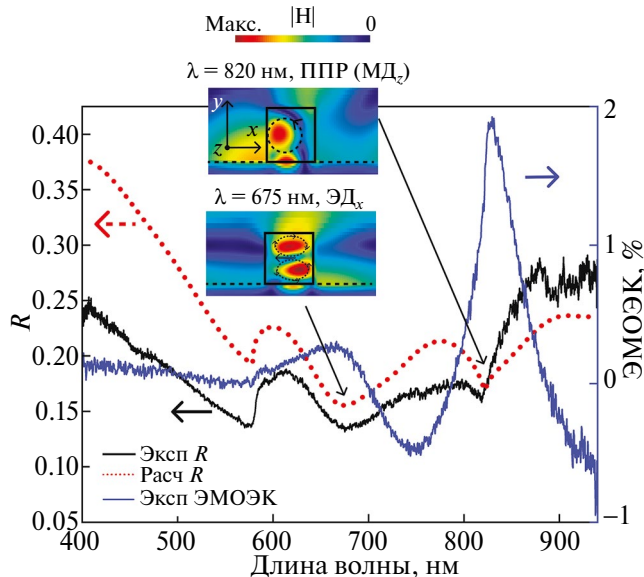


Рис. 3. Спектры отражения (черная непрерывная кривая — эксперимент, красная пунктирная — расчет), экспериментальный спектр ЭМОЭК (синяя кривая) при угле падения $\theta = 10^\circ$, распределения $|\mathbf{H}|$ при длинах волн 675 нм и 820 нм. Пунктирными кривыми со стрелками на распределениях магнитного поля указаны направления вектора напряженности электрического поля.

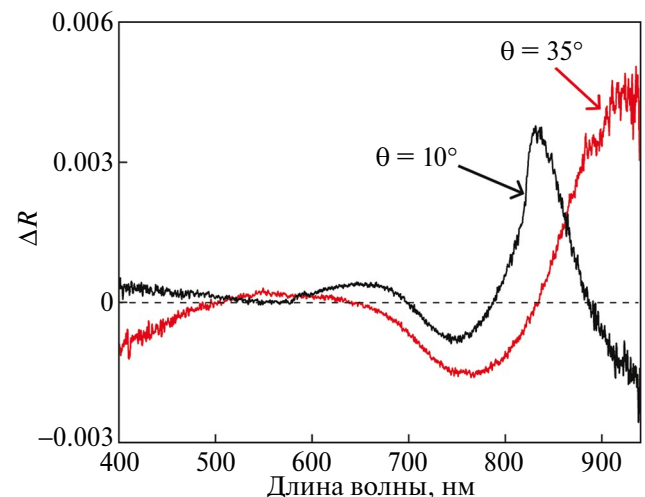


Рис. 4. Экспериментальные спектры абсолютной модуляции коэффициента отражения ΔR при углах падения $\theta = 10^\circ$ (черная кривая) и $\theta = 35^\circ$ (красная кривая).

ПРР является оптимальным с точки зрения как величины δ , так и ΔR .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально показано, что в кремний-никелевых нанорешетках из нанонитей прямоугольного сечения при возбуждении отдельных резонансов Ми значение экваториального магнитооптического эффекта Керра (ЭМОЭК) больше, чем для случая поверхностного решеточного резонанса (ПРР). Максимальное значение ЭМОЭК при ПРР составило 1.9 %, а для отдельного магнитодипольного резонанса Ми – 2.6 %.

Полученные значения ЭМОЭК практически на порядок превышают характерные значения для неструктурированной никелевой пленки, не превышающие 0.5 % в исследуемом спектральном диапазоне [2]. Однако ширина линии резонансного усиления ЭМОЭК при ПРР меньше, чем в случае отдельного резонанса Ми. Таким образом, при изменении угла падения света один и тот же образец может быть использован как для модуляции интенсивности излучения, так и в качестве магнитооптического сенсора.

Авторы выражают благодарность О.В. Снигреву и И.В. Божьеву за помощь в изготовлении образцов.

Работа выполнена при поддержке гранта фонда “БАЗИС” № 23–2–9–11–1 (численное моделирование спектров отражения и распределений электромагнитного поля оптических мод), гранта Российского научного фонда № 20–12–00389 (проведение экспериментальных измерений) и научно-образовательной школы МГУ “Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина” (изготовление образцов).

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Звездин А.К., Котов В.А. Магнитооптика тонких пленок. М.: Наука, 1988. 192 с.
2. Кринчик Г.С., Артемьев В.А. Магнитооптические свойства Ni, Fe и Co в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областях спектра // ЖЭТФ. 1967. Т. 53. № 6. С. 1901–1912.
3. Maier S.A. Plasmonics: fundamentals and applications. Springer Science & Business Media. 2007. 224 p.
4. Armelles G., Bautista González-Díaz J., García-Martín A., Miguel García-Martín J., Cebollada A., Ujué González M., Acimovic S., Cesario J., Quidant R., Badenes G., Bohren C.F., Huffman D.R., Kim S., Jin J., Kim Y., Park I., Kim Y., Kim S. Localized surface plasmon resonance effects on the magneto-optical activity of continuous Au/Co/Au trilayers // Opt. Express. 2008. V. 16. P. 16104–16112.
5. Wang L., Yang K., Clavero C., Nelson A.J., Carroll K.J., Carpenter E.E., Lukaszew R.A. Localized surface plasmon resonance enhanced magneto-optical activity in core-shell Fe–Ag nanoparticles // J. Appl. Phys. 2010. V. 107. P. 09B303.
6. Barnes W.L., Dereux A., Ebbesen T.W. Surface plasmon subwavelength optics // Nature. 2003. V. 424. P. 824–830.
7. Safarov V.I., Kosobukin V.A., Hermann C., Lampel G., Peretti J., Marlière C. Magneto-optical effects enhanced by surface plasmons in metallic multilayer films // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. P. 3584–3587.
8. Yang K., Lukaszew R.A., Clavero C., Skuza J.R. Magnetic field modulation of intense surface plasmon polaritons // Opt. Express. 2010. V. 18. P. 7743–7752.
9. Takashima Y., Haraguchi M., Naoi Y. Numerical finite-difference time-domain calculation for extreme enhancement of magneto-optical effect at ultraviolet wavelength using Ni-subwavelength grating on SiO₂/Ni structure // Opt. Rev. 2022. V. 29. P. 62–67.
10. Кирьянов М.А., Останин Г.С., Долгова Т.В., Иноуе М., Федянин А.А. Аномальная пикосекундная динамика оптического пропускания гибридной метаповерхности Au-Bi: YIG // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 117. № 3. С. 201–206.
11. Novikov V.B., Romashkina A.M., Ezenkova D.A., Rodionov I.A., Afanasyev K.N., Baryshev A.V., Murzina T.V. Surface plasmon driven enhancement of linear and nonlinear magneto-optical Kerr effects in bimetallic magnetoplasmonic crystals in conical diffraction // Phys. Rev. B. 2022. V. 105. P. 155408.
12. Pomozev A.R., Chekhov A.L., Rodionov I.A., Baburin A.S., Lotkov E.S., Temiryazeva M.P., Afanasyev K.N., Baryshev A.V., Murzina T.V. Two-dimensional high-quality Ag/Py magnetoplasmonic crystals // Appl. Phys. Lett. 2020. V. 116. P. 013106.
13. Novikov I.A., Kiryanov M.A., Nurgalieva P.K., Frolov A.Y., Popov V.V., Dolgova T.V., Fedyanin A.A. Ultrafast magneto-optics in nickel magnetoplasmonic crystals // Nano Lett. 2020. V. 20. P. 8615–8619.
14. Kiryanov M.A., Frolov A.Y., Novikov I.A., Kipp P.A., Nurgalieva P.K., Popov V.V., Ezhev A.A., Dolgova T.V., Fedyanin A.A. Surface profile-tailored magneto-optics in magnetoplasmonic crystals // APL Photonics. 2022. V. 7. P. 26104.
15. Frolov A.Y., Shcherbakov M.R., Fedyanin A.A. Dark mode enhancing magneto-optical Kerr effect in multilayer magnetoplasmonic crystals // Phys. Rev. B. 2020. V. 101. P. 045409.
16. Dyakov S.A., Fradkin I.M., Gippius N.A., Klompaker 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. V. 100. P. 214411.
17. Wang Q., Yao H., Feng Y., Deng X., Yang B., Xiong D., He M., He M., Zhang W., Zhang W. Surface plasmon resonances boost the transverse magneto-optical Kerr effect in a CoFeB slab covered by a subwavelength gold

- grating for highly sensitive detectors // *Opt. Express*. 2021. V. 29. P. 10546–10555.
18. Cheng T.-H., Yang W., Liu Z., Feng H., Qin J., Ma Y., Li S., Bi L., Luo F. Enhanced Faraday rotation by a Fano resonance in substrate-free three-dimensional magnetoplasmonic structures // *Nanoscale*. 2023. V. 15. P. 15583–15589.
 19. Панина Л.В., Беляев В.К., Аникин А., Шумская А., Козлов А.Г., Огнев А.В., Рогачев А., Корольков И., Здоровец М., Козловский А., Родионова В.В. Нанокompозиты со структурой магнитное ядро-золотая оболочка для фототермии // *ФММ*. 2022. Т. 123. № 12. С. 1259–1266.
 20. Томилин С.В., Каравайников А.В., Ляшко С.Д., Милукова Е.Т., Томилина О.А., Бержанский В.Н. Влияние наноструктурирования на возбуждение различных резонансных мод в магнитоплазмонном кристалле // *ФММ*. 2022. Т. 123. № 7. С. 710–715.
 21. Kolmychek I.A., Potomov A.R., Leontiev A.P., Napolskii K.S., Murzina T.V. Magneto-optical effects in Au/Ni based composite hyperbolic metamaterials // *Phys. Met. Metallogr.* 2019. V. 120. P. 1266–1269.
 22. Naydenov P.N., Chekhov A.L., Ketsko V.A., Smirnova M.N., Murzina T.V., Stognij A.I. Magnetoplasmonic crystal waveguide // *Opt. Express*. 2018. V. 26. P. 21086–21091.
 23. Achanta V.G., Berzhansky V.N., Zvezdin A.K., Prokopov A.R., Dagesyan S.A., Shaposhnikov A.N., Kozhakov M.A., Kalish A.N., Komarov R.S., Belotelov V.I. Magnetoplasmonic quasicrystals: an approach for multiband magneto-optical response // *Optica*. 2018. V. 5. P. 617–623.
 24. Bsawmaï L., Gamet E., Neveu S., Jamon D., Royer F. Magnetic nanocomposite films with photo-patterned 1D grating on top enable giant magneto-optical intensity effects // *Opt. Mater. Express*. 2022. V. 12. P. 513–523.
 25. Bohren C.F., Huffman D.R. Absorption and scattering of light by small particles. John Wiley & Sons. 2004. 530 p.
 26. Черняк А.М., Барсукова М.Г., Шорохов А.С., Мусорин А.И., Федянин А.А. Связанное состояние континуума магнитофотонных метаповерхностей. Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 111. № 1. С. 40–44.
 27. Kuznetsov A.I., Miroshnichenko A.E., Brongersma M.L., Kivshar Y.S., Luk'yanchuk B. Optically resonant dielectric nanostructures // *Science*. 2016. V. 354. P. aag2472.
 28. Cao L., Fan P., Barnard E.S., Brown A.M., Brongersma M.L. Tuning the color of silicon nanostructures // *Nano Lett.* 2010. V. 10. P. 2649–2654.
 29. Barsukova M.G., Musorin A.I., Shorokhov A.S., Fedyanin A.A. Enhanced magneto-optical effects in hybrid Ni-Si metasurfaces // *APL Photonics*. 2019. V. 4. P. 016102.
 30. Musorin A.I., Barsukova M.G., Shorokhov A.S., Luk'yanchuk B.S., Fedyanin A.A. Manipulating the light intensity by magnetophotonic metasurfaces // *J. Magn. Magn. Mater.* 2018. V. 459. P. 165–170.
 31. Barsukova M.G., Shorokhov A.S., Musorin A.I., Neshchev D.N., Kivshar Y.S., Fedyanin A.A. Magneto-optical response enhanced by Mie resonances in nanoantennas // *ACS Photonics*. 2017. V. 4. P. 2390–2395.
 32. Utyushev A.D., Zakomirnyi V.I., Rasskazov I.L. Collective lattice resonances: plasmonics and beyond // *Rev. Phys.* 2021. V. 6. P. 100051.
 33. Zakomirnyi V.I., Agren H., Rasskazov I.L., Karpov S.V., Gerasimov V.S., Ershov A.E. Collective lattice resonances in arrays of dielectric nanoparticles: a matter of size // *Opt. Lett.* 2019. V. 44. P. 5743–5746.
 34. Castellanos G.W., Bai P., Gómez Rivas J. Lattice resonances in dielectric metasurfaces // *J. Appl. Phys.* 2019. V. 125. P. 213105.
 35. Kataja M., Hakala T.K., Julku A., Huttunen M.J., Van Dijken S., Törmä P. Surface lattice resonances and magneto-optical response in magnetic nanoparticle arrays // *Nat. Commun.* 2015. V. 6. P. 1–8.
 36. Колмычек И.А., Шайманов А.Н., Барышев А.В., Мурзина Т.В. Исследование магнитооптического отклика двумерных магнитных плазмонных структур на основе золотых нанодисков в слое феррит-граната // *Письма в ЖЭТФ*. 2015. Т. 102. № 1. С. 50–55.
 37. Chetvertukhin A.V., Musorin A.I., Dolgova T.V., Uchida H., Inoue M., Fedyanin A.A. Transverse magneto-optical Kerr effect in 2D gold-garnet nanogratings // *J. Magn. Magn. Mater.* 2015. V. 383. P. 110–113. <https://www.ansys.com/products/photonics/fdtd>
 38. Pierce D.T., Spicer W.E. Electronic structure of amorphous Si from photoemission and optical studies // *Phys. Rev. B*. 1972. V. 5. P. 3017–3029.
 39. Palik E.D. Handbook of optical constants of solids. Academic Press. 1985. 804 p.
 40. Rizal C., Manera M.G., Ignatyeva D.O., Mejía-Salazar J.R., Rella R., Belotelov V.I., Pineider F., Maccaferri N. Magnetophotonics for sensing and magnetometry toward industrial applications // *J. Appl. Phys.* 2021. V. 130. P. 230901.
 41. Grunin A.A., Mukha I.R., Chetvertukhin A.V., Fedyanin A.A. Refractive index sensor based on magnetoplasmonic crystals // *J. Magn. Magn. Mater.* 2016. V. 415. P. 72–76.
 42. Belyaev V.K., Rodionova V.V., Grunin A.A., Inoue M., Fedyanin A.A. Magnetic field sensor based on magnetoplasmonic crystal // *Sci. Rep.* 2020. V. 10. P. 1–6.
 43. Murzin D., Mapps D.J., Levada K., Belyaev V., Omelyanchik A., Panina L., Rodionova V. Ultrasensitive magnetic field sensors for biomedical applications // *Sensors*. 2020. V. 20. P. 1569.
 44. Belyaev V.K., Murzin D.V., Perova N.N., Grunin A.A., Fedyanin A.A., Rodionova V.V. Permalloy-based magnetoplasmonic crystals for sensor applications // *J. Magn. Magn. Mater.* 2019. V. 482. P. 292–295.
 45. Murzin D.V., Frolov A. Yu., Mamian K.A., Belyaev V.K., Fedyanin A.A., Rodionova V.V. Low coercivity magnetoplasmonic crystal based on a thin permalloy film for magnetic field sensing applications // *Opt. Mater. Express*. 2023. V. 13. P. 171–178.

TRANSVERSE MAGNETO-OPTICAL KERR EFFECT ENHANCEMENT IN Si–Ni NANOGRATINGS BY MIE AND SURFACE LATTICE RESONANCES

K. A. Mamian^{1, *}, A. Yu. Frolov¹, V. V. Popov¹, A. A. Fedyanin¹

¹*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, 119991 Russia*

**e-mail: mamyan@nanolab.phys.msu.ru*

We demonstrate experimentally that a one-dimensional array of silicon nanowires periodically placed on a nickel substrate enhances the transverse magneto-optical Kerr effect (TMOKE) compared to a nickel film. The enhancement mechanism is associated with the excitation of two types of resonances: multipole Mie resonances in each nanowire and surface lattice resonances (SLRs) emerging from the periodic arrangement of the nanowires. The maximal TMOKE values reached up to 1.9 % and 2.6 % due to the excitation of SLR and a magnetic dipole resonance, respectively. When the SLR is excited, the spectral width of the TMOKE enhancement is narrower compared to the case of the magnetic dipole resonance.

Keywords: magnetooptics, nanophotonics, Mie resonances, transverse magneto-optical Kerr effect, surface lattice resonance