

Обратный эффект Фарадея в плазмонных пленках

Н. Е. Хохлов^{1,a}, В. И. Белотелов^{1,b}, А. Н. Калиш¹, А. К. Звездин²

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра фотоники и физики микроволн. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

²Институт общей физики имени А. М. Прохорова Российской академии наук. Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, д. 38.

E-mail: ^akhokhlov@physics.msu.ru, ^bvladimir.belotelov@gmail.com

Статья поступила: 16.12.2010, подписана в печать 29.12.2010

Показано, что при распространении поверхностных плазмон-поляритонов вблизи границы раздела металл/парамагнетик возникает обратный эффект Фарадея. Продемонстрировано усиление обратного эффекта Фарадея, в наноструктурированных периодически перфорированных металлodieлектрических пленках при возбуждении в них поверхностных плазмон-поляритонов. В этом случае стационарное магнитное поле усиливается больше чем на порядок по сравнению со случаем гладкой парамагнитной пленки. Чувствительность распределения электромагнитного поля к длине волны и углу падения света позволяет эффективно управлять локальной намагниченностью, возникающей вследствие обратного эффекта Фарадея.

Ключевые слова: обратный эффект Фарадея, магнитооптика, поверхностные плазмон-поляритоны, плазмонная структура.

УДК: 535.016. PACS: 78.20.Ls, 85.70.Sq.

Введение

В последнее время большой интерес вызывает обратный эффект Фарадея (ОЭФ), состоящий в возникновении постоянной намагниченности в среде, в которой распространяется эллиптически поляризованная электромагнитная (ЭМ) волна. Первые эксперименты, целью которых было наблюдение ОЭФ, относятся к 1965 г. [1]. Но только после появления достаточно мощных лазеров, а следовательно, и практической возможности эффективно использовать ОЭФ, интерес к нему заметно возрос. В частности, возможен оптический способ записи информации на магнитных носителях, основанный на ОЭФ [2–4].

Обратный эффект Фарадея в твердых телах связан с прямым эффектом Фарадея (вращение плоскости поляризации ЭМ излучения, распространяющегося в веществе вдоль силовых линий постоянного магнитного поля, проходящих через это вещество). Для угла фарадеевского вращения (в прямом эффекте) справедливо выражение [4]

$$\beta \sim V |\mathbf{H}_{\text{ext}}| d, \quad (1)$$

где d — путь, пройденный ЭМ волной в веществе; \mathbf{H}_{ext} — величина внешнего магнитного поля; V — константа Верде, определяемая свойствами материала; коэффициент пропорциональности зависит от используемой системы единиц.

Для намагниченности образца, возникающей при ОЭФ, справедливо выражение [4–6]

$$\mathbf{M} \sim V [\mathbf{E}\mathbf{E}^*], \quad (2)$$

где \mathbf{E} — напряженность внешнего электрического поля в комплексном представлении, звездочка означает комплексное сопряжение.

Из (1) и (2) следует, что прямой и обратный эффекты Фарадея связаны, так как определяются константой V . Также из (2) следует, что при прохождении ЭМ волны через образец приобретенная намагниченность

зависит от поляризации излучения: намагниченность максимальна при круговой и равна нулю при линейной поляризациях соответственно [4–6]. Кроме того, ОЭФ квадратичен по амплитуде электрического поля волны. Следовательно, величина ОЭФ пропорциональна интенсивности внешнего поля, что подтверждено экспериментально [7].

1. ОЭФ при распространении поверхностных плазмон-поляритонов

Как следует из (2), для усиления ОЭФ необходимо ненулевое векторное произведение $[\mathbf{E}\mathbf{E}^*]$ и усиление интенсивности внешнего электрического поля. Оба эти условия выполняются в поверхностных плазмон-поляритонах (ППП) — электромагнитных волнах, локализованных вблизи границы раздела металла и диэлектрика. Магнитное поле в такой волне перпендикулярно к направлению распространения. В то же время, в отличие от объемных ЭМ волн, ППП имеют ненулевую проекцию вектора напряженности электрического поля на направление распространения. При этом компонента, направленная вдоль границы раздела сред, и компонента, перпендикулярная этой границе, для электрического поля смещены друг относительно друга по фазе на $\pi/2$ [8, 9]. Следовательно, даже для уединенного ППП модуль $[\mathbf{E}\mathbf{E}^*]$ не равен нулю и не меняется со временем. При этом вектор намагниченности, приобретенной образцом, лежит в плоскости, параллельной границе раздела сред. Также при возбуждении ППП происходит усиление интенсивности ЭМ поля за счет его локализации в тонком приграничном слое [8–10]. Следовательно, при возбуждении всего лишь одного ППП выполняются оба условия для усиления ОЭФ.

Наряду со случаем распространения уединенного ППП исследовано изменение модуля $[\mathbf{E}\mathbf{E}^*]$ в тех случаях, когда на границе раздела сред возбуждаются два ППП и более. На рис. 1 представлены распределения

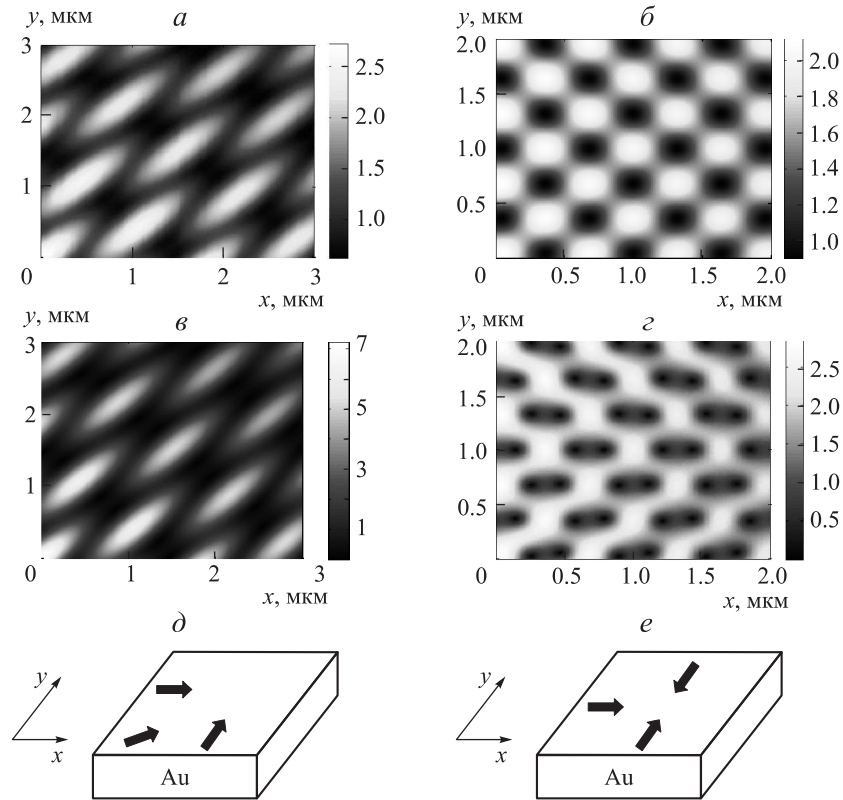


Рис. 1. Распределение ($[EE^*]$) (а, б) и модуля $[EE^*]$ (в, г) на границе раздела воздух/золото (обе величины нормированы на их значения при распространении одного ППП): а, в — при распространении трех ППП с волновыми векторами, направленными как указано на рис. д; б, г — при распространении трех ППП с волновыми векторами, направленными как указано на рис. е

модуля $[EE^*]$ при распространении трех ППП с волновыми векторами, направленными под разными углами друг к другу (амплитуды ЭМ поля и частоты ППП считались равными).

Из распределений, представленных на рис. 1, видно, что вследствие интерференции нескольких ППП происходит перераспределение ЭМ поля, и произведение $[EE^*]$ уже не постоянно вдоль всей поверхности. Одновременно с этим наблюдается локальное изменение интенсивности электрического поля вдоль границы (рис. 1, а, б). Но из-за затухания ППП результирующее распределение поля имеет локальные максимумы разной величины. Также вектор $[EE^*]$ (следовательно, и намагниченность, приобретенная образцом вследствие ОЭФ) уже не лежит в плоскости, параллельной границе раздела, а имеет перпендикулярную ей составляющую.

2. ОЭФ в плазмонных пленках

Поверхностные плазмон-поляритоны могут возбуждаться только при определенных условиях, в частности, при наличии периодических структур на поверхности [8]. В настоящей работе рассмотрено два типа плазмонных пленок: I — диэлектрическая перфорированная пленка на поверхности металлического слоя, нанесенного на подложку (рис. 2, а); II — перфорированная металлическая пленка, нанесенная непосредственно на гладкую подложку (рис. 2, б). Для наблюдения ОЭФ диэлектрик должен иметь ненулевое значение константы Верде, поэтому в качестве материала полубесконечной подложки выбран парамагнетик. Стоит подчеркнуть, что практический интерес представляют именно двумерно периодические пленки, так как в структурах, периодических в одном направлении, нельзя добиться большого усиления ОЭФ. Это связано с тем, что

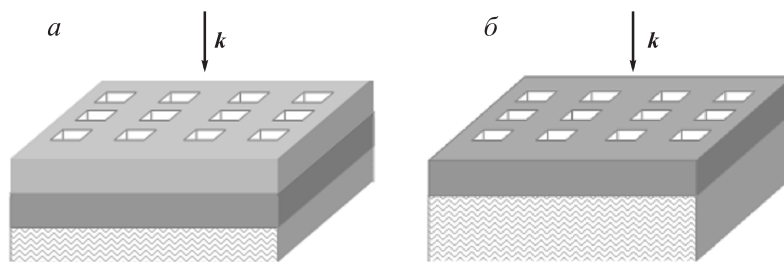


Рис. 2. Рассматриваемые плазмонные пленки: а — перфорированный диэлектрик/металл/парамагнетик; б — перфорированный металл/парамагнетик. Циркулярно поляризованная ЭМ волна падает сверху перпендикулярно поверхности перфорированного слоя

одномерная субволновая решетка действует на эллиптически поляризованную волну подобно поляризатору, что подавляет ОЭФ.

Для усиления амплитуды электрического поля внутри подложки ППП должны быть локализованы вблизи границы раздела парамагнетика и металла. ППП могут быть «горизонтальными», т.е. распространяться вдоль горизонтальной границы металл–парамагнетик, или «вертикальными», т.е. возбуждаться на стенках отверстий. Тип возбуждаемого ППП зависит от длины волны падающего ЭМ излучения и геометрических параметров структуры: периода решетки d , ее толщины h_{gr} , толщины слоя гладкого металла h (для структуры рис. 2, *a*), размера отверстий r . Например, условия возбуждения горизонтального ППП могут быть получены из условий фазового синхронизма: $\mathbf{k} = \mathbf{k}_{\parallel}^{(i)} + \mathbf{G}$, где k — волновое число ППП, $\mathbf{k}_{\parallel}^{(i)}$ — компонента волнового вектора падающего света, параллельная границе раздела, \mathbf{G} — вектор обратной решетки.

Для моделирования распределения электромагнитного поля в плазмонной структуре, периодической в двух направлениях, необходимо использовать специальные численные методы. В настоящей статье использован метод связанных Фурье мод (RCWA), обобщенный на гиротропные среды. При этом были использованы специальные правила факторизации для улучшения сходимости метода [11].

При математическом моделировании рассматривалось нормальное падение ЭМ излучения с круговой поляризацией. Диэлектрические проницаемости парамагнетика и диэлектрика принимались равными друг другу. Расчеты проводились для двух значений диэлектрической проницаемости: 2.56 (рис. 3) и 5.5 (рис. 4). В качестве металла выбрано серебро, значение диэлектрической проницаемостью которого взято из [12]. На

рис. 3 представлены результаты расчетов распределения интенсивности электрического поля и величины $[\mathbf{E}\mathbf{E}^*]$ для перфорированной решетки типа I при разных длинах волн ЭМ излучения. Обе величины нормированы на их значения в парамагнетике при отсутствии верхнего плазмонного слоя.

Из рис. 3 видно, что распределение поля в образце сильно отличается для одной и той же структуры при разных длинах волн падающего излучения. В этом случае концентрация поля происходит в малых объемах вблизи поверхности парамагнетика диаметром 100–200 нм.

Тем не менее в обоих случаях интенсивность электрического поля и модуль $[\mathbf{E}\mathbf{E}^*]$ в локальных максимумах усиливается в 10–35 раз по сравнению со случаем гладкой поверхности. Важно отметить, что распределение поля в парамагнетике зависит от длины волны и/или угла падения света. Это дает возможность контролировать локальное распределение поля и, следовательно, управлять локальной намагниченностью среды через ОЭФ на пространственных масштабах много меньше длины волны падающего излучения. Это необходимо для оптической записи информации сверхвысокой плотности при больших скоростях в устройствах магнитной памяти. Такой способ был экспериментально продемонстрирован для неплазмонной системы в [3, 4].

Плазмонная структура, состоящая из перфорированного металла, нанесенного на гладкий парамагнетик, позволяет получить локальное усиление ЭМ поля при размерах отверстий порядка половины периода и при возбуждении «вертикальных» ППП (рис. 4).

Локально интенсивность поля усиливаются в десятки раз (до 70 и 25 раз соответственно). В случае, когда перфорированный металл наносится непосредственно на гладкий парамагнетик, вблизи границы их раздела распределение поля по своей конфигурации повторяет

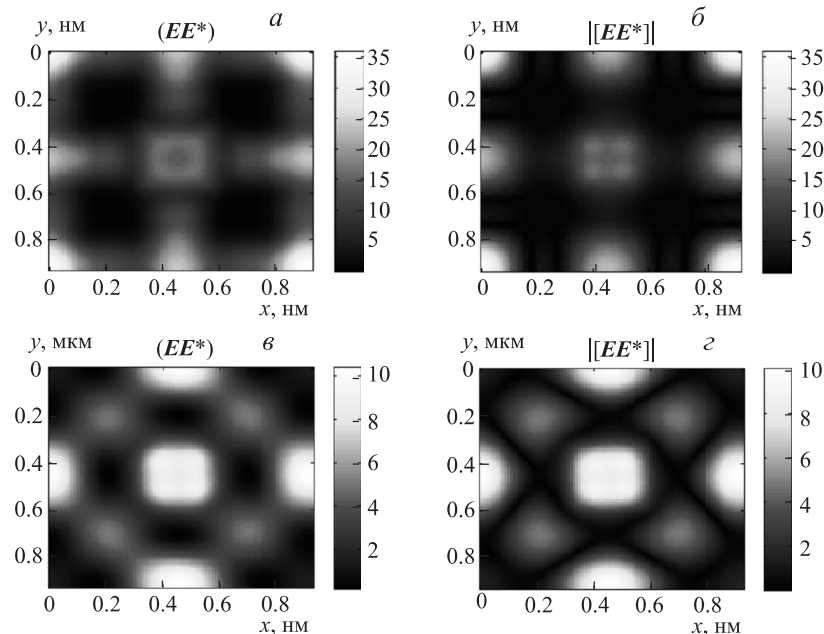


Рис. 3. Распределение $(\mathbf{E}\mathbf{E}^*)$ (*a*, *в*) и модуля $[\mathbf{E}\mathbf{E}^*]$ (*б*, *г*) на глубине 10 нм в парамагнетике при прохождении света через структуру типа I (рис. 2, *a*) (обе величины нормированы на их значения при отсутствии плазмонного слоя, изображен один период решетки, отверстие располагается по центру). Параметры структуры: диэлектрическая проницаемость парамагнетика 2.56, $d = 924$ нм, $r = 236$ нм, $h_{gr} = 260$ нм, $h = 70$; длина волны 616 нм (*a*, *б*) и 778 нм (*в*, *г*)

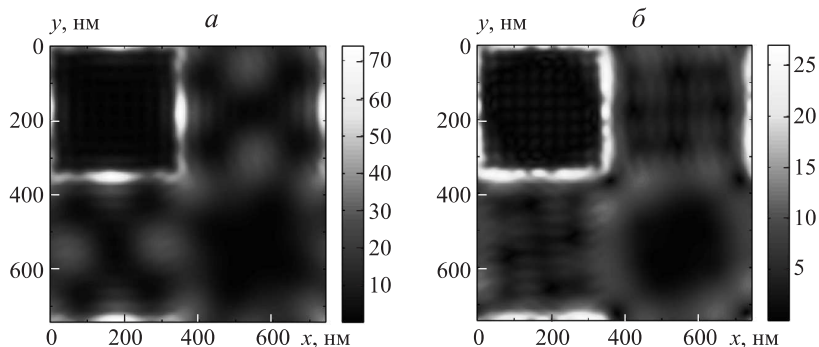


Рис. 4. Распределение (EE^*) (а) и модуля $[EE^*]$ (б) на глубине 10 нм в парамагнетике при прохождении света через структуры типа II (рис. 2, б) (обе величины нормированы на их значения при отсутствии плазмонного слоя, изображен один период решетки, отверстие располагается в левом верхнем углу). Параметры структуры: проницаемость парамагнетика 5,5, $d = 743$ нм, $r = 345$ нм, $h_{gr} = 151$ нм; длина волны 855 нм

распределение отверстий в металле (отверстия находятся в левом верхнем углу рисунка).

Закключение

При распространении поверхностных плазмон-поляритонов вдоль границы раздела металла и парамагнетика возникает ОЭФ. При интерференции нескольких поверхностных плазмон-поляритонов происходит локальное усиление ОЭФ. В плазмонных пленках возможно усиление ОЭФ в 10–35 раз в локализованных областях с размерами порядка 100 нм. Вместе с намагниченностью локально возрастает и интенсивность электрического поля. При этом максимумы его интенсивности располагаются в областях усиления ОЭФ. Это приводит к локальному нагреву парамагнетика и снижает порог перемагничивания. Также расположением областей локального усиления магнитного поля можно управлять, меняя длину или угол падения ЭМ волны. Это важно для возможных применений ОЭФ, например для оптической записи информации на магнитных носителях.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 09-02-92671, 10-02-91170, 09-02-01028, 08-02-00717) и фонда «Династия».

Inverse Faraday effect in plasmonic films

N. E. Khokhlov^{1,a}, V. I. Belotelov^{1,b}, A. N. Kalish¹, A. K. Zvezdin²

¹ Department of Photonics and Microwave Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

² A. M. Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Science, Vavilov Str. 38, Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^aakhokhlov@physics.msu.ru, ^bvladimir.belotelov@gmail.com.

It is shown that the inverse Faraday effect appears in case of surface plasmon polaritons propagation near the metal/paramagnetic interface. The inverse Faraday effect in nanostructured periodically perforated metal-dielectric films increases because of the excitation of surface plasmon polaritons. In this case, the stationary magnetic field is amplified by more than an order of magnitude compared to the case of a smooth paramagnetic film. Distribution of the electromagnetic field is sensitive to the wavelength and the angle of incidence, which allows to effectively control the local magnetization arising due to the inverse Faraday effect.

Keywords: inverse Faraday effect, magneto-optics, surface plasmon-polaritons, plasmonic structure.

PACS: 78.20.Ls, 85.70.Sq.

Received 16 December 2010.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 3(2011).

Сведения об авторах

1. Хохлов Николай Евгеньевич — аспирант; тел.: (495) 939-11-34, e-mail: khokhlov@physics.msu.ru.

2. Белотелов Владимир Игоревич — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495) 939-11-34, e-mail: vladimir.belotelov@gmail.com.

3. Калиш Андрей Николаевич — мл. науч. сотр.; тел.: (495) 939-11-34, e-mail: kalish@physics.msu.ru.

4. Звездин Анатолий Константинович — докт. физ.-мат. наук, вед. науч. сотр.; тел. (499) 132-02-59, e-mail: zvezdin@gmail.com.

Список литературы

1. Van der Ziel J.P., Pershan P.S., Malmstrom L.D. // Phys. Rev. Lett. 1965. **15**. P. 190.
2. Zhang Y., Bai J. // Phys. Lett. A. 2008. **372**. P. 6294.
3. Stanciu C.D., Hansteen F., Kimel A.V. et al. // Phys. Rev. Lett. 2007. **99**. P. 047601.
4. Kimel A.V., Kirilyuk A., Usachev P.A. et al. // Nature. 2005. **435**. P. 655.
5. Абдулаев А.Ш., Фролов А.А. // Письма в ЖЭТФ. 1981. **33**, № 2. С. 107.
6. Соколов И.В. // УФН. 1991. **161**, № 10. С. 175.
7. Yasin Akhtar Raja M., Allen D., Sisk W. // Appl. Phys. Lett. 1995. **67**, N 15. P. 2123.
8. Брандт Н.Б., Кульбачинский В.А. Квазичастицы в физике конденсированного состояния. М., 2007.
9. Belotelov V.I., Bezus E.A., Doskolovich L.L. et al. // J. Phys.: Conf. Ser. 2010. **200**. P. 092003.
10. Li L. // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2003. № 5. P. 345.
11. Palik D. Handbook of optical constants of solids. Orlando, Florida, 1985.