

Магниторефрактивный эффект в нанокompозитах: зависимость от угла падения и поляризации света

© А.Б. Грановский, М. Инуе^{*,**}, Ж.П. Клерк^{***}, А.Н. Юрасов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119992 Москва, Россия

* Toyohashi University of Technology,

Toyohashi 441-8580, Japan

** CREST, Japan Science & Technology Corporation,

Kawaguchi 332-0012, Japan

*** Ecole Polytechnique, Universitaire de Marseille, Technopole de Chateau Gombert,
13453 Marseille, France

E-mail: granov@magn.ru

(Поступила в Редакцию 21 июля 2003 г.)

В рамках механизма высокочастотного спин-зависимого туннелирования рассчитаны поляризационные и угловые зависимости магниторефрактивного эффекта (МРЭ) в нанокompозитах металл–диэлектрик при отражении и прохождении света. МРЭ имеет слабую поляризационную и угловую зависимость при малых углах падения света. При увеличении угла падения МРЭ на отражении и прохождении начинает сильно возрастать. МРЭ на отражении достигает наибольших значений для p -поляризованного света при угле падения, близком к углу падения Брюстера, для нанокompозитов вблизи порога перколяции с содержанием металла, соответствующим диэлектрической фазе. Результаты расчета находятся в качественном согласии с экспериментальными данными.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 03-02-16127) и программы „Университеты России“.

Введение

Магниторефрактивный эффект (МРЭ) является новым четным магнитооптическим (МО) эффектом в магнетиках со значительным магнитосопротивлением (МС) и состоит в изменении их оптических свойств при намагничивании (см. [1,2] и ссылки в этих работах). МРЭ наблюдается в металлических мультислоях и гранулированных сплавах с гигантским МС, а в магнитных нанокompозитах с туннельным МС изменение коэффициента отражения при намагничивании достигает 1.3%, что на два порядка превышает традиционные МО-эффекты [1,2]. В работе [1] развита теория МРЭ в магнитных нанокompозитах металл–диэлектрик на отражении при нормальном падении света. Эта теория базируется на описании туннельного контакта между гранулами как параллельно соединенных туннельного сопротивления и конденсатора. В настоящей работе в рамках этого подхода рассматривается зависимость МРЭ в нанокompозитах на отражении от угла падения и поляризации света, а также МРЭ на прохождении света.

1. Теория

Рассмотрим сначала для определенности случай p -поляризованного света, падающего в плоскости xu из прозрачного немагнитного диэлектрика (среда 1 с действительным коэффициентом преломления n_1) на магнитный образец (среда 2 с комплексным коэффициентом преломления $\eta_2 = n_2 - ik_2$) под углом падения ϕ_0 .

Отражение от подложки (среда 3) и возможные в связи с этим интерференционные эффекты при расчете МРЭ на отражении в настоящей работе не учитываются, т.е. магнитный образец считается достаточно толстым. Тогда коэффициент отражения R для намагниченного в направлении Oz образца можно записать в виде [3]

$$R = |r_{12}^p|^2,$$

$$r_{12}^p = \frac{g_1 \eta_2^2 - g_2 n_1^2}{g_1 \eta_2^2 + g_2 n_1^2} - \frac{g_1 \eta_2^2 \varepsilon_{xy}}{g_2 n_1^2 (g_1 \eta_2^2 + g_2 n_1^2)^2}, \quad (1)$$

$$g_1 = \sqrt{n_1^2 - n_1^2 \sin^2 \phi_0}, \quad g_2 = \sqrt{\eta_2^2 - n_1^2 \sin^2 \phi_0}. \quad (2)$$

По определению, $\varepsilon_2^d = \eta_2^2 = (n_2 - ik_2)^2$, где ε_2^d — диагональные элементы тензора диэлектрической проницаемости магнетика. Они содержат квадратные по намагниченности M члены [1]

$$\varepsilon = \varepsilon_2^d = \varepsilon_0(1 + bM^2), \quad b = b_a + b_{\text{MRE}}. \quad (3)$$

Здесь b_a характеризует вклад, обусловленный анизотропией магнетика, индуцированной намагниченностью [4]; b_{MRE} — вклад МРЭ; ε_0 — диэлектрическая проницаемость магнетика в размагниченном состоянии. Недиагональные элементы тензора диэлектрической проницаемости ε_{xy} в исходном выражении (1) ответственны за линейные по намагниченности МО-эффекты Керра и Фарадея. Из (1) легко видеть, что четный по намагниченности ориентационный МО-эффект [5,6] связан как с вкладом $\varepsilon_0 b_a M^2$ в диагональные элементы (3), так и

с недиагональными элементами. Как правило, недиагональные элементы ε_{xy} выражаются через экспериментально определяемый МО-параметр Q как $\varepsilon_{xy} = -i\varepsilon_0 Q$, при этом Q является зависящей от частоты света комплексной величиной, линейно по спин-орбитальному взаимодействию, а следовательно, и по намагниченности. Вклад $\varepsilon_0 b_a M^2$ в (3) порядка $\varepsilon_0 Q^2$. Поскольку $b_a M^2 \sim Q^2$, $b_{MRE} M^2 \sim \Delta\rho/\rho$ [1,2] ($\Delta\rho/\rho$ — МС), а Q в видимой области спектра не превышает 0.02 и уменьшается в ИК-области спектра, очевидно, что влиянием на МРЭ традиционного четного МО-эффекта для всех магнетиков с заметным МС можно пренебречь. Результаты расчета на основе выражения (1), представленные на рис. 1, подтверждают это утверждение. Поэтому далее положим $b_a = Q = 0$, учитывая тем самым только МРЭ. Тогда, обозначая индуцированные намагничиванием изменения коэффициентов преломления и экстинкции как

$$\frac{n_2 - n_2^0}{n_2^0} = cM^2, \quad \frac{k_2 - k_2^0}{k_2^0} = dM^2 \quad (4)$$

и считая их малыми параметрами задачи, можно получить общее выражение для МРЭ на отражении, т.е. для изменения коэффициента отражения R образца при его намагничивании

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R(M=0) - R(M)}{R(M=0)}. \quad (5)$$

Полученное на основе формул (1)–(5) выражение имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\Delta R}{R} = & \frac{4M^2}{[(a_1 \cos \phi_0 - g_1)^2 + (a_2 \cos \phi_0 - g_2)^2] \times} \\ & \times [(a_1 \cos \phi_0 + g_1)^2 + (a_2 \cos \phi_0 + g_2)^2] \\ & \times \left[(a_1^2 \cos^2 \phi_0 - g_1^2)(b_1 g_1 \cos \phi_0 - a_1 \cos \phi_0 \operatorname{Re}(b/2g)) \right. \\ & + (a_2^2 \cos^2 \phi_0 - g_2^2)(b_2 g_2 \cos \phi_0 - a_2 \cos \phi_0 \operatorname{Im}(b/2g)) \\ & + 2b_1 \cos \phi_0 (2a_1 a_2 g_2 \cos^2 \phi_0 - g_1 g_2^2 - g_1 a_2^2 \cos^2 \phi_0) \\ & + 2b_2 \cos \phi_0 (2a_1 a_2 g_1 \cos^2 \phi_0 - g_2 g_1^2 - g_2 a_1^2 \cos^2 \phi_0) \\ & - 2\operatorname{Re}(b/2g)(a_1 a_2^2 \cos^3 \phi_0 + a_1 g_2^2 \cos \phi_0 - 2g_1 a_2 g_2 \cos \phi_0) \\ & - 2\operatorname{Im}(b/2g)(a_2 a_1^2 \cos^3 \phi_0 + a_2 g_1^2 \cos \phi_0 \\ & \left. - 2g_1 a_1 g_2 \cos \phi_0) \right], \quad (6) \end{aligned}$$

где

$$a = a_1 - ia_2, \quad a_1 = n^2 - k^2, \quad a_2 = 2nk, \quad b = b_1 - ib_2,$$

$$b_1 = 2cn^2 - 2dk^2, \quad b_2 = 2nk(c + d), \quad (7)$$

$$g = g_1 - ig_2 = \sqrt{(a_1 - ia_2)^2 - \sin^2 \phi_0}. \quad (8)$$

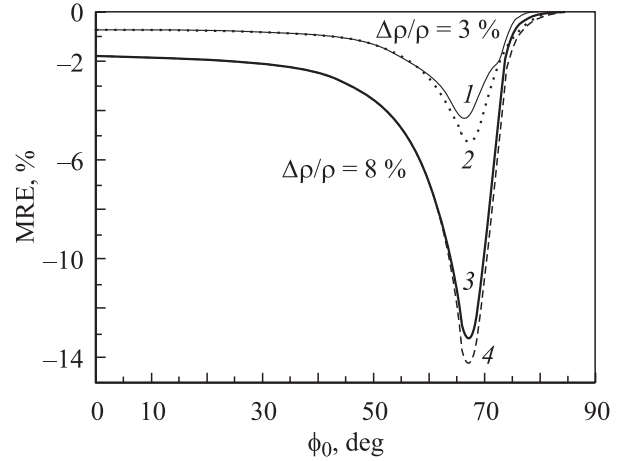


Рис. 1. Зависимость МРЭ нанокompозита от угла падения p -поляризованного света с учетом (1,3) и без учета (2,4) четного ориентационного магнитооптического эффекта. $\Delta\rho/\rho = 3$ (1,2) и 8% (3,4). $n = 2.5$, $k = 0.5$, $Q = -0.034 + 0.003i$, $\lambda = 9 \mu\text{m}$.

Аналогично можно рассчитать и коэффициент прохождения T p -поляризованного света для бесконечно тонкой пленки

$$T = |t_{12}^p|^2, \quad t_{12}^p = \frac{2g_1 \eta_2}{g_1 \eta_2^2 + g_2 n_1^2}, \quad (9)$$

МРЭ на прохождении $\Delta T/T$ и те же величины для случая s -поляризации.

Если среда I — вакуум ($n_1 = 1$), а падение света близко к нормальному ($\phi_0 = 0$), то все выражения значительно упрощаются. Тогда

$$R = \frac{(1 - n_2)^2 + k_2^2}{(1 + n_2)^2 + k_2^2}, \quad (10)$$

$$\frac{\Delta R}{R} = (1 - R)M^2$$

$$\times \left[c \frac{1 - (n_2^0)^2 + (k_2^0)^2}{(1 - n_2^0)^2 + (k_2^0)^2} - 2d \frac{(k_2^0)^2}{(1 - n_2^0)^2 + (k_2^0)^2} \right], \quad (11)$$

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{1}{2} M^2 T [cn_2^0(n_2^0 + 1) + d(k_2^0)^2]. \quad (12)$$

Данные выражения имеют общий характер, так как связывают МРЭ произвольной системы с ее оптическими параметрами, а также с микроскопическими параметрами c и d . Последние зависят от принятых представлений о механизме МРЭ. Для нанокompозитов с туннельным МС

$$\frac{\Delta\rho(H)}{\rho} = \frac{\rho(0) - \rho(H)}{\rho(0)} \quad (13)$$

при описании туннельного контакта между гранулами, параллельно соединенными конденсатором и туннельным сопротивлением [1,2], имеем

$$dM^2 = \frac{\Delta\rho}{\rho} \frac{1}{1 + (k/n)^2}, \quad cM^2 = \frac{\Delta\rho}{\rho} \frac{(k/n)^2}{1 + (k/n)^2}. \quad (14)$$

В (14) опущены как индекс 2, указывающий на магнитную среду, так и верхний индекс 0, указывающий на размагниченное состояние. Тогда в частном случае нормального падения света из вакуума с учетом выражений (10)–(14) получаем

$$\frac{\Delta R}{R} = -(1-R) \frac{\Delta \rho}{\rho} k^2 \left[\frac{3n^2 - k^2 - 1}{(n^2 + k^2)[(1-n)^2 + k^2]} \right], \quad (15)$$

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{1}{2} \frac{\Delta \rho}{\rho} T k^2 \frac{2n^2 + n}{n^2 + k^2}. \quad (16)$$

При произвольном угле падения света и p -поляризации следует использовать (6)–(8) в сочетании с формулами (14); в случае s -поляризации применяются аналогичные громоздкие выражения.

2. Результаты расчета и их обсуждение

На рис. 1 приведены результаты расчета угловой зависимости для p -поляризованного света при двух значениях МС. Оптические параметры n и k выбраны типичными для композитов вблизи порога перколяции [7] в ИК-области спектра $\lambda = 9 \mu\text{m}$, а МО-параметр Q соответствует Fe в видимой области спектра. К сожалению, значение МО-параметра в ближней ИК-области спектра неизвестно, но оно заведомо меньше, чем в видимой области. Результаты расчета, как уже отмечалось выше, свидетельствуют о несущественной роли традиционного четного МО-эффекта при произвольных углах падения света, за исключением непосредственной окрестности угла Брюстера, т.е. той области, где измерения МРЭ на отражении невозможны. Во всем остальном диапазоне углов вклад за счет ориентационного эффекта меньше 0.01%, что и следовало ожидать ввиду малости спин-орбитального взаимодействия.

На рис. 2 показаны рассчитанные угловые зависимости МРЭ при p - и s -поляризации, а также угловые зависимости коэффициента отражения. Приведены данные для составов слева и справа от порога перколяции: на рис. 2, a — для диэлектрического состава, когда ярко выражено явление Брюстера, а на рис. 2, b — для металлического состава, когда явление Брюстера незначительно. Отчетливо видна корреляция между МРЭ и коэффициентом отражения для каждой поляризации, хотя эта корреляция не является линейной. При малых углах падения света зависимость МРЭ от поляризации излучения практически отсутствует. Это находится в соответствии с экспериментальными данными, приведенными для нанокompозита Fe–SiO₂ в работе [1]. Для диэлектрических составов при увеличении угла падения света МРЭ значительно возрастает для p -поляризованного света и незначительно уменьшается для s -поляризации. Для металлического же состава зависимость МРЭ от поляризации излучения достаточно слабая вплоть до 70–80°, т.е. до углов, которые соответствуют главному углу

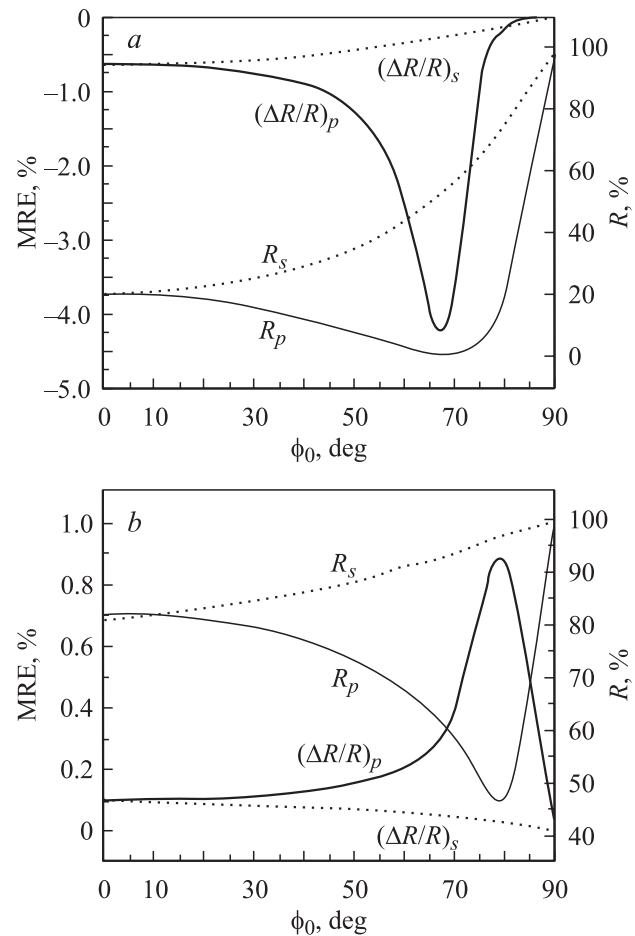


Рис. 2. a — угловые зависимости МРЭ и коэффициента отражения диэлектрического нанокompозита (ниже перколяционного перехода) для p -поляризации (сплошная линия) и s -поляризации (пунктир); $\Delta\rho/\rho = 3\%$, $n = 2.5$, $k = 0.5$. b — угловые зависимости МРЭ и коэффициента отражения металлического нанокompозита (выше перколяционного перехода) для p -поляризации (сплошная линия) и s -поляризации (пунктир); $\Delta\rho/\rho = 3\%$, $n = 4$, $k = 8$.

падения света для металла. Эти результаты позволяют объяснить экспериментальные данные, полученные для поляризационных зависимостей МРЭ в нанокompозитах CoFe–Al₂O₃ [8]. Кроме того, результаты исследования указывают на способ значительного увеличения МРЭ путем выбора состава нанокompозита. Следует отметить, что МРЭ для нанокompозитов в металлической фазе положителен, что также соответствует данным работы [8].

На рис. 3 приведены данные для МРЭ на прохождении. Они получены для системы воздух–пленка нанокompозита (толщина $2 \mu\text{m}$) — кремниевая подложка [1]. При этом в отличие от формулы (9) учитывалось возможное влияние отражения от подложки [3]. Как видно из рис. 3, поляризационные зависимости МРЭ на прохождении сильно отличаются от соответствующих поляризационных зависимостей на отражении: МРЭ на прохождении

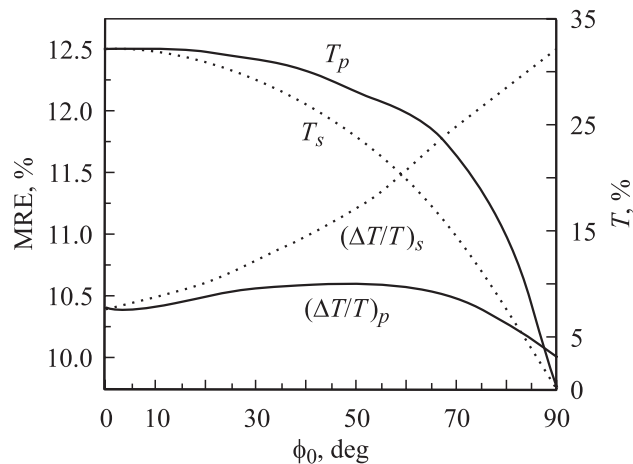


Рис. 3. Угловые зависимости МРЭ и коэффициента прохождения нанокompозита для p -поляризации (сплошная линия) и s -поляризации (пунктир). $\Delta\rho/\rho = 8\%$, $n = 2.5$, $k = 0.5$.

слабо зависит от угла падения для p -поляризованного света и сильно для s -поляризации.

Из проведенных расчетов следует, что угловые и поляризационные зависимости МРЭ должны быть подобны для разных длин волн. Однако для системы CoFe–MgF, как показано в [1], увеличение МРЭ с ростом угла падения наблюдается для $2\text{--}5\mu\text{m}$, но не имеет места в области $10\mu\text{m}$, что свидетельствует о возможности существования дополнительного механизма МРЭ.

Выводы

МРЭ в нанокompозитах с туннельным МС сложным образом связан с оптическими параметрами, причем корреляция между МРЭ и коэффициентом отражения не является линейной. При больших углах падения света имеет место сильная поляризационная зависимость МРЭ, причем МРЭ значительно больше на p -компоненте при отражении и на s -компоненте при прохождении. Проведенные расчеты показали, что МРЭ должен быть выражен наиболее ярко в тех областях спектра, где имеется сильное поглощение, и возможен как отрицательный (диэлектрическая фаза нанокompозита), так и положительный МРЭ (металлическая фаза нанокompозита), что позволяет объяснить ряд экспериментальных данных.

Авторы выражают благодарность Е.А. Ганьшиной, И.В. Быкову, В.С. Гушину и А.А. Козлову за полезные дискуссии.

Список литературы

- [1] А.Б. Грановский, И.В. Быков, Е.А. Ганьшина, В.С. Гушин, М. Инуе, Ю.Е. Калинин, А.А. Козлов, А.Н. Юрасов. *ЖЭТФ* **123**, 6, 1256 (2003).
- [2] A. Granovsky, M. Inoue. *J. Magn. Soc. Korea* **8**, 2, 45 (2002).

- [3] В.М. Маевский. *ФММ* **59**, 2, 213 (1985).
- [4] Г.С. Кринчик, М.В. Четкин. *ЖЭТФ* **36**, 6, 1924 (1959).
- [5] Г.С. Кринчик, В.С. Гушин. *Письма в ЖЭТФ* **10**, 6, 1969 (1969).
- [6] Г.А. Болотин. *ФММ* **39**, 4, 731 (1975).
- [7] G.A. Niklasson, C.G. Granqvist. *J. Appl. Phys.* **55**, 9, 3382 (1984).
- [8] D. Bozec, V.G. Kravets, J.A.D. Matthew, S.M. Thompson, A.F. Kravets, *J. Appl. Phys.* **91**, 10, 8795 (2002).