

# Магниторефрактивный эффект в гранулированных сплавах с туннельным магнитосопротивлением

© И.В. Быков, Е.А. Ганьшина, А.Б. Грановский, В.С. Гуцин, А.А. Козлов, Т. Масумото\*, С. Онума\*

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

\* The Research Institute for Electric and Magnetic Materials,  
2-1-1, Yagiymaminami, Taihakuku, Sendai, 982-0807 Japan

E-mail: granov@magn.ru

(Поступила в Редакцию 20 мая 2004 г.)

В инфракрасной области спектра от 2 до 20  $\mu\text{m}$  исследованы магниторефрактивный эффект (МРЭ) и оптическое отражение в гранулированных сплавах металл–диэлектрик Co–Al–O, Co–Si–O, Co–Ti–O, обладающих для составов вблизи порога перколяции туннельным магнитосопротивлением. Измерены зависимости этих эффектов от частоты, угла падения и поляризации света. Полученные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что основным механизмом МРЭ в данных системах является спин-зависящее туннелирование на оптических частотах.

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

Магниторефрактивный эффект (МРЭ) является новым магнитооптическим эффектом и состоит в изменении оптических свойств магнетиков с большим магнитосопротивлением (МС) при их намагничивании [1,2]. Подчеркнем, что МРЭ есть частотный аналог МС. Поэтому, с одной стороны, это четный по намагниченности и негиротропный эффект, что отличает его от традиционных магнитооптических явлений, а с другой стороны, именно корреляция с МС (необязательно линейная) отличает его от других возможных магнитоиндуцированных изменений оптических свойств магнитных и немагнитных материалов. Для систем с туннельным МС, ярким примером которых являются гранулированные пленки ферромагнитный металл–диэлектрик с содержанием металла вблизи порога перколяции, следует ожидать, что природа МРЭ связана со спин-зависящим туннелированием на оптических частотах [1,2].

МРЭ в гранулированных пленках металл–диэлектрик (или нанокompозитах) был обнаружен в [3] и затем исследовался в целом ряде работ [1,2,4–6]; полученные данные в основном соответствуют указанному представлению о МРЭ и развитой теории [1,7]. МРЭ в нанокompозитах примерно на два порядка больше традиционных магнитооптических эффектов. Для образца (CoFe)–(MgF) с объемной концентрацией магнитной фазы 48% МРЭ при комнатной температуре достигает 1.5% [5]. Это значение, по имеющимся у нас данным, является рекордным. Однако, ряд вопросов остается либо невыясненным, либо дискуссионным. В частности, экспериментально не подтверждена корреляция между полевыми зависимостями МРЭ и МС, не выяснена роль диэлектрической матрицы в формировании эффекта (в недавней работе [6] значительный МРЭ был найден при определенных частотах для немагнитного кристаллического диэлектрика  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), до конца не изучены зависимости МРЭ от поляризации и угла падения света.

Наконец не было предпринято попыток количественной проверки теории МРЭ в нанокompозитах. Исследованию этих вопросов и посвящена настоящая работа.

## 1. Образцы, методы исследования и детали эксперимента

Тонкопленочные нанокompозиты ферромагнитный металл–диэлектрик Co–Al–O, Co–Si–O и Co–Ti–O были получены методом tandemного радиочастотного магнетронного распыления в атмосфере аргона ( $\sim 8\text{ mTorr}$ ) мишеней металла Co и диэлектрика на неохлаждаемые подложки из стекла Corning glass № 7059. Составы исследованных образцов, значения их толщин, величин МС и МРЭ, полученных в данных исследованиях в полях 10 и 1.6 kOe соответственно, приводятся в таблице. Детальное описание процедуры приготовления образцов, методы и результаты измерений их химического состава, структурных, электрических и магнитных параметров приведены в [8,9]. Всюду (в таблице и в тексте) дано объемное содержание компонентов.

Составы исследованных образцов, значения их толщин, величины магнитосопротивления и магниторефрактивного эффекта

| Составы образцов                                  | Толщина пленок, $\mu\text{m}$ | МС, % (10 kOe) | МРЭ (1.6 kOe)  |                          |
|---|-------------------------------|----------------|----------------|--------------------------|
|   |                               |                | $\xi(\nu)$ , % | $\nu$ , $\text{cm}^{-1}$ |
| $\text{Co}_{43}\text{Al}_{22}\text{O}_{35}$ *     | 2                             | 8.5            | 0.8            | 1100                     |
| $\text{Co}_{50.3}\text{Al}_{20.4}\text{O}_{29.3}$ | 2.62                          | 9.2            | –1.0           | 1200                     |
| $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$   | 1.91                          | 9.2            | –0.9           | 1100                     |
| $\text{Co}_{55.2}\text{Al}_{19}\text{O}_{25.8}$   | 2.62                          | 4.8            | –0.6           | 1000                     |
| $\text{Co}_{52.3}\text{Si}_{12.2}\text{O}_{35.5}$ | 1.67                          | 4.1            | +0.7           | 1300                     |
| $\text{Co}_{50.2}\text{Ti}_{9.1}\text{O}_{40.7}$  | 2.02                          | 5.8            | –0.7           | 1030                     |

\* at.%

Спектры оптического отражения  $R(\nu)$  и магнито-рефрактивного эффекта в отраженном свете  $\xi(\nu)$  изучались в широком интервале длин волн от 2 до  $20 \mu\text{m}$  ( $5000\text{--}500 \text{cm}^{-1}$ ) с помощью серийного Фурье-спектрометра FTIR PU9800 со спектральным разрешением  $Res \sim 4 \text{cm}^{-1}$ . Все представленные далее спектры коэффициентов отражения нормированы по спектрам золотого зеркала. МРЭ находился как отношение изменений интенсивности отраженного излучения при намагничивании образца в его плоскости к интенсивности излучения, отраженного образцом в размагниченном состоянии

$$\xi(\nu, H) = \frac{\Delta R}{R} = \frac{R(\nu, H=0) - R(\nu, H)}{R(\nu, H=0)}; \quad (1)$$

где  $R(\nu, H=0)$ ,  $R(\nu, H)$  — значения коэффициента отражения образца в размагниченном состоянии и в поле  $H$ .

Магнито-рефрактивный эффект измерялся на установке, описанной в [1,5], в магнитооптическую приставку которой был внесен ряд изменений, касающихся асферических зеркал, замена которых на плоские позволила проводить измерения МРЭ не только при падении излучения, близкому к нормальному ( $\phi \sim 8^\circ$ ), но и при углах  $20$  и  $45^\circ$ . Конструкционные особенности электромагнита не позволили увеличить угол падения света. Для поляризации излучения использовался сеточный поляризатор KRS-5, который вводился в падающий луч (до магнита) и также располагался в магнитооптическом модуле установки.

Результирующий спектр эффекта получался при усреднении 600–1000 сканов. Уровень шумов составлял  $1 \cdot 10^{-4}$  в области  $1000\text{--}3000 \text{cm}^{-1}$  и  $3 \cdot 10^{-4}$  в остальном интервале частот.

Все измерения в настоящей работе выполнены при комнатной температуре.

## 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Принципиально важным для выяснения природы МРЭ в наноккомпозитах является экспериментальное подтверждение того, что МРЭ в этих системах связан с туннельным МС, а не является следствием каких-либо других причин, например, четных и нечетных магнитооптических эффектов Керра или влияния магнитного поля на оптические свойства диэлектрической матрицы. Одним из прямых доказательств может служить проверка корреляции между полевыми зависимостями МРЭ и МС, измеренными на одних и тех же образцах в постоянном магнитном поле, изменяющемся от 0 до  $2.2 \text{kOe}$  [3]. Рис. 1, на котором для примера приведены экспериментальные данные для наноккомпозита  $\text{Co}_{43}\text{Al}_{22}\text{O}_{35}$ , демонстрирует хорошее совпадение кривых полевой зависимости МРЭ и МС, что подтверждает правильность соотношений, полученных в [4,10].

Для того чтобы продемонстрировать, что МРЭ не связан с нечетными магнитооптическими эффектами, в настоящей работе параметр МРЭ определялся как среднее арифметическое из ряда измерений при двух противоположных направлениях поля. Измерения МРЭ, проведенные в поляризованном свете при различных ориентациях внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$  по отношению к плоскости поляризации света —  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M}$ ,  $\mathbf{E} \perp \mathbf{M}$  и  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M}$ ,  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{M}$  ( $\mathbf{M}$  — вектор намагниченности,  $\mathbf{E}$  — вектор напряженности электрического поля световой волны,  $p$ -волна), также не выявили каких-либо отличий спектров МРЭ в экваториальной и меридианальной геометрии. Этот результат представлен на рис. 2 для наноккомпозита  $\text{Co}_{50.3}\text{Al}_{20.4}\text{O}_{29.3}$ , на котором данные по магнито-рефрактивному отклику получены для угла падения света  $\phi = 45^\circ$ .

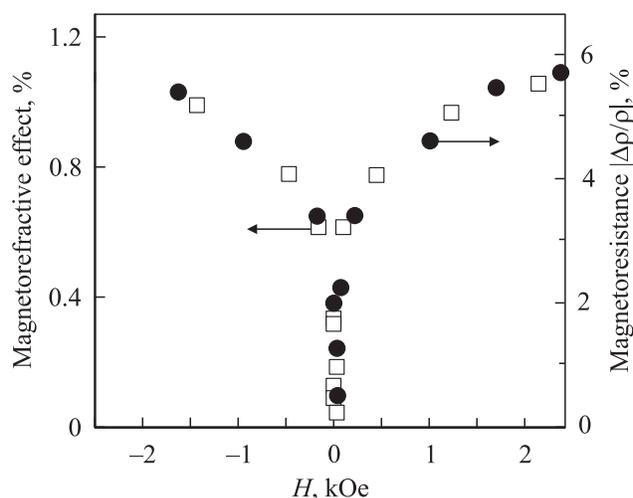


Рис. 1. Полевая зависимость магнито-рефрактивного эффекта и магнито-сопротивления наноккомпозита  $\text{Co}_{43}\text{Al}_{22}\text{O}_{35}$ ;  $\phi = 10^\circ$ ;  $\nu = 1130 \text{cm}^{-1}$ .

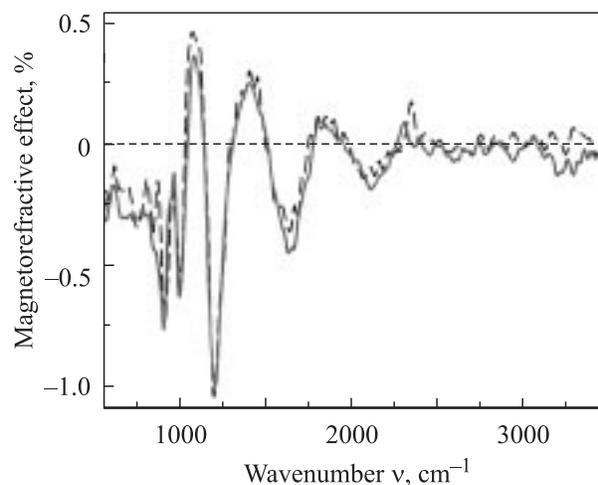
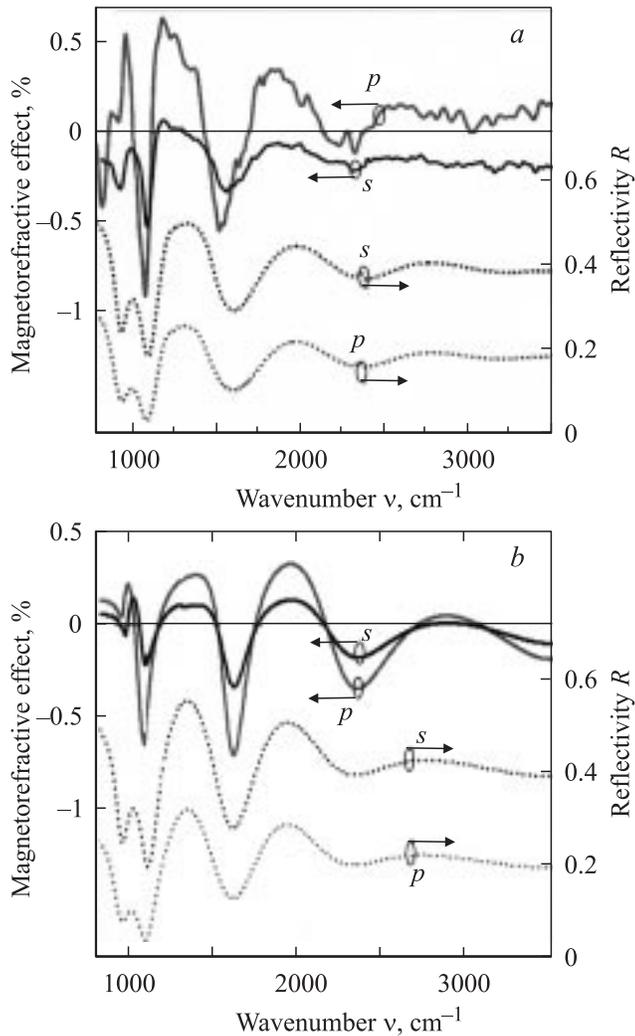


Рис. 2. Дисперсия МРЭ наноккомпозита  $\text{Co}_{50.3}\text{Al}_{20.4}\text{O}_{29.3}$  на  $p$ -компоненте линейно-поляризованного света при экваториальном (штриховая линия) и меридианальном (сплошная линия) намагничивании образца;  $\phi = 45^\circ$ .



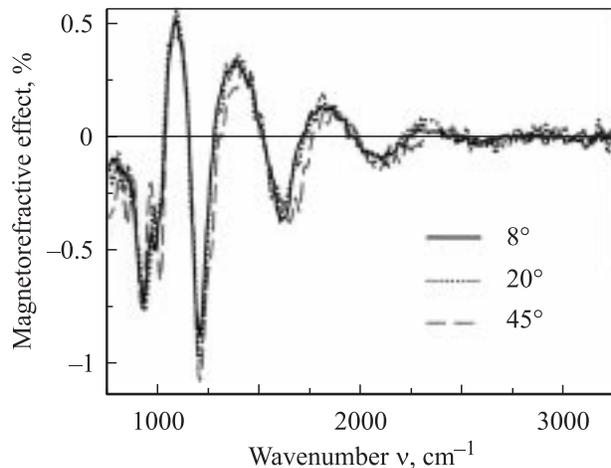
**Рис. 3.** Дисперсия МРЭ (сплошная линия) и коэффициента отражения  $R$  (штриховая) для  $s$ - и  $p$ -поляризованного света композита  $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$ ;  $H = 1600$  Ое;  $\phi = 45^\circ$ .  $a$  — эксперимент,  $b$  — теоретический расчет.

Обнаружение в узком диапазоне длин волн в окрестности  $\lambda = 9 \mu\text{m}$  при угле падения  $\phi = 65^\circ$   $p$ -поляризованного света значительного магнитоиндуцированного изменения оптических свойств  $\text{Al}_2\text{O}_3$  [6], которое авторы называют также МРЭ, требует отдельного анализа. Следует заметить, что указанные условия наблюдения ( $\lambda = 9 \mu\text{m}$ ,  $\phi = 65^\circ$ ) соответствуют весьма малому отражению, при которых в силу флуктуаций более правомерным было бы измерять разность  $\Delta R$ , а не параметр МРЭ. Были выполнены измерения и  $\xi$ , и  $\Delta R$  для монокристаллического  $\text{Al}_2\text{O}_3$  во всем исследуемом спектральном диапазоне в полях до 1.6 кОе и для углов падения света  $8$ – $45^\circ$  (частотная зависимость оптического отражения  $R(\nu)$  сапфира приведена на рис. 5); в пределах погрешности измерений отличий в спектральных зависимостях коэффициента отражения света при намагничивании образца найдено не было. Отсюда можно с уверенностью заключить, что в наших

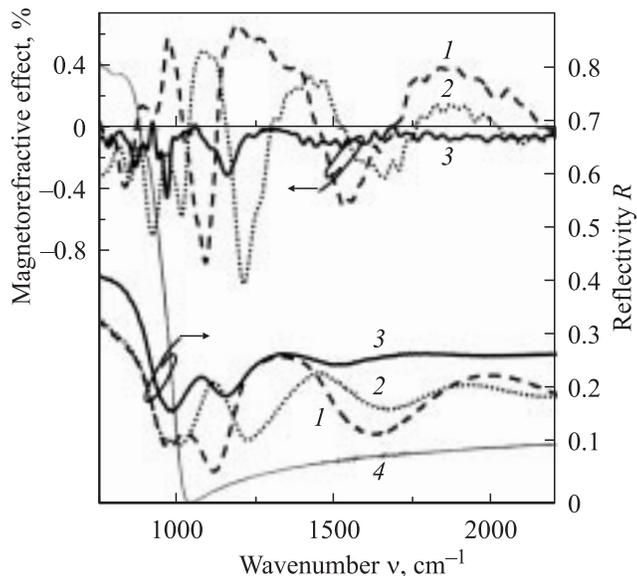
условиях эксперимента ( $\phi = 45^\circ$ , на  $p$ - и  $s$ -компонентах,  $H = 1.6$  кОе) диэлектрическая матрица  $\text{Al}_2\text{O}_3$  заведомо не вносит вклада в измеряемый сигнал МРЭ. Кроме того, магнитооптические исследования нанокомпозитов кобальта, внедренного в различные матрицы (см. таблицу), также не выявили дополнительных вкладов диэлектрической матрицы в МРЭ. Очевидно, что материал кристаллической диэлектрической матрицы ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{TiO}_2$ ) влияет на оптические параметры нанокомпозита и туннельное МС, косвенно изменяя и МРЭ, что детально анализируется далее. Также можно ожидать, что растворенные в матрице примеси или наличие локализованных состояний могут привести к усилению МС и соответственно к возрастанию МРЭ, однако, таких эффектов выявлено не было.

На рис. 3,  $a$  представлены спектры частотной зависимости МРЭ и оптического отражения для  $s$ - и  $p$ -компонент линейно-поляризованного света нанокомпозита  $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$ ; угол падения  $\phi = 45^\circ$ . Наибольшие значения эффекта наблюдаются в окрестности частоты  $\nu \sim 1100 \text{ cm}^{-1}$  и составляют  $\xi_p = 0.9\%$  для  $p$ -компоненты и  $\xi_s = 0.53\%$  на  $s$ -поляризации. Аналогичные результаты получены для нанокомпозита практически такого же состава  $\text{Co}_{50.3}\text{Al}_{20.4}\text{O}_{29.3}$  и с таким же значением МС (рис. 4 и таблица). Как следует из рис. 5, для данного образца на частоте  $\nu \simeq 1200 \text{ cm}^{-1}$  абсолютная величина МРЭ на  $p$ -компоненте достигает 1%. Большие значения МРЭ всех исследуемых нанокомпозитов на  $p$ - и  $s$ -компонентах линейно-поляризованного света приходятся на область частот  $800$ – $1800 \text{ cm}^{-1}$ , в которой наблюдаются минимумы и максимумы коэффициентов отражения  $R(\nu)$  (рис. 3,  $a$ ).

В настоящих экспериментах проведены исследования угловой зависимости МРЭ всех изучаемых образцов, показано, что абсолютные значения эффекта на  $p$ -компоненте несколько выше, чем на  $s$ -компоненте. При переходе к большим углам падения света (до  $45^\circ$  в наших экспериментах) значения МРЭ на



**Рис. 4.** Дисперсия МРЭ нанокомпозита  $\text{Co}_{50.3}\text{Al}_{20.4}\text{O}_{29.3}$  на  $p$ -компоненте линейно-поляризованного света для трех углов падения света.



**Рис. 5.** Дисперсия МРЭ и коэффициентов отражения  $R$  для  $p$ -поляризованного света наноконпозитов  $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$  (1),  $\text{Co}_{50.3}\text{Al}_{20.4}\text{O}_{29.3}$  (2),  $\text{Co}_{55.2}\text{Al}_{19}\text{O}_{25.8}$  (3) и  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (4);  $\phi = 45^\circ$ .

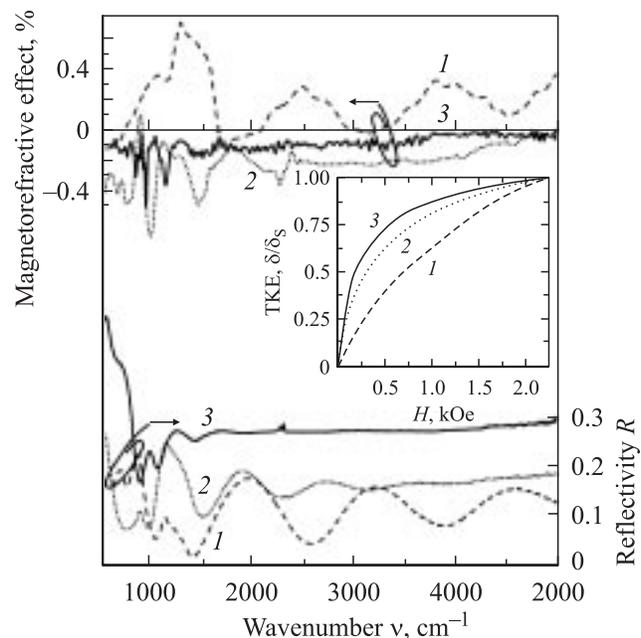
$s$ -компоненте уменьшаются, тогда как на  $p$ -компоненте  $\xi_p$  практически не меняется. На рис. 4 для примера приведены спектры частотной зависимости  $\xi(\nu)$   $p$ -волны линейно-поляризованного света для наноконпозита  $\text{Co}_{50.3}\text{Al}_{20.4}\text{O}_{29.3}$  при трех углах падения. Аналогичные спектры получены для других образцов. Из рис. 3, *a* также видно, что при  $\phi = 45^\circ$  значения  $\xi_s$  (образец  $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$ ) несколько меньше, чем  $\xi_p$ . Таким образом, полученные экспериментальные данные относительно угловой и поляризационной зависимости МРЭ находятся в хорошем согласии с результатами теоретического анализа [7].

В спектрах частотной зависимости коэффициентов отражения и МРЭ (рис. 5) ряда наноконпозитов наблюдаются осцилляции. Периоды осцилляций в общих чертах совпадают, какой-либо зависимости их длительности от состава образца установлено не было. Более тонкому образцу  $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$  соответствует больший период осцилляций как в МРЭ, так и в коэффициенте отражения. По характеру дисперсии спектров  $R(\nu)$  и на основании значений величины периодов осцилляций, полученных в теоретических оценках (рис. 3, *b*) с учетом реальных толщин и комплексных показателей преломления данных наноконпозитов, можно однозначно утверждать, что осцилляции  $R(\nu)$  и особенно  $\xi(\nu)$  имеют интерференционное происхождение. Об этом говорят и результаты исследования спектров образцов с наночастицами ферромагнетика в различных диэлектрических матрицах.

Спектры частотных зависимостей МРЭ и оптического отражения нанокластеров  $\text{Co}$ , входящих в матрицы оксидов кремния, титана, алюминия, приведены на рис. 6. В спектрах отражения всех образцов выявля-

ется ряд фоновых мод диэлектрической матрицы и соответствующие им всплески магнито-рефрактивного эффекта. Максимальные значения МРЭ наноконпозита  $\text{Co}_{52.3}\text{Si}_{12.2}\text{O}_{35.5}$  на  $p$ -волне линейно-поляризованного света, достигающие  $\xi_p = 0.7\%$  при коэффициенте отражения  $R \approx 0.5\%$ , приходится на область частот  $1250\text{--}1320\text{ cm}^{-1}$ . Значение МРЭ этого наноконпозита на  $s$ -компоненте в этом же диапазоне длин волн при большей величине коэффициента отражения ( $R \sim 3\%$ ) не превосходит  $0.3\%$ . Подобное поведение спектров МРЭ и оптического отражения наблюдается и для гранулированных наноконпозитов ферромагнитного  $\text{Co}$ , внедренного в матрицы  $\text{TiO}_2$  и  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Более ярко периодические изменения проявляются в магнитооптических спектрах, т.е. при воздействии на ферромагнитный наноконпозит магнитного поля, обнаруживая интерференционный характер рассматриваемых явлений. Отметим также тот факт, что знак МРЭ наноконпозита  $\text{Co}_{52.3}\text{Si}_{12.2}\text{O}_{35.5}$  в отличие от знака эффекта других образцов положительный. В этом образце наблюдается большое магнитосопротивление ( $4.1\%$ ). Однако, по данным, полученным с помощью экваториального эффекта Керра (вставка на рис. 6) в видимом диапазоне длин волн, ход кривой намагничивания этого образца соответствует состоянию образца, еще не достигшему порога перколяции. Подобное изменение знака МРЭ в гранулированных пленках  $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$  в доперколяционной области отмечено в [6].

Описываемые результаты могут быть объяснены в рамках развиваемой модели [1,5] с учетом затухания



**Рис. 6.** Дисперсия МРЭ и  $R$  для  $p$ -поляризованного света наноконпозитов  $\text{Co}_{52.3}\text{Si}_{12.2}\text{O}_{35.5}$  (1),  $\text{Co}_{50.2}\text{Ti}_{9.1}\text{O}_{40.7}$  (2),  $\text{Co}_{55.2}\text{Al}_{19}\text{O}_{25.8}$  (3);  $\phi = 45^\circ$ . На вставке даны спектры полевой зависимости экваториального эффекта Керра  $\delta$ , приведенные к максимальным значениям эффекта  $\delta_s$ , полученным в поле  $H = 2.25\text{ kOe}$ .

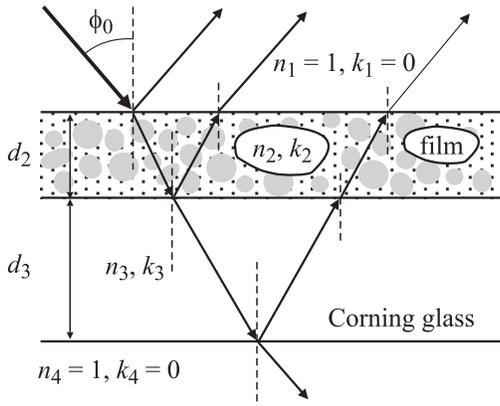


Рис. 7. Схема хода лучей в системе воздух–пленка–подложка–воздух.

и эффектов интерференции в слоях нанокompозита и подложки. Именно при учете оптических параметров материала подложки достигаются наилучшие количественные соответствия теории и эксперимента.

Рассмотрим четырехслойную систему (рис. 7), состоящую из пленки нанокompозита (толщина пленки  $d_2$  и комплексный показатель преломления  $\eta_2 = n_2^0 - ik_2^0$ ), напыленной на подложку ( $d_3$ ,  $\eta_3 = n_3 - ik_3$ ) и находящуюся в вакууме ( $n_{1,4} = 1, k_{1,4} = 0$ ). Известно [11], что коэффициенты отражения  $r$  и пропускания  $t$  для  $s$ - и  $p$ -поляризованных волн на границе раздела  $j$ -й и  $k$ -й сред с комплексными показателями преломления  $\eta_j$  и  $\eta_k$  записываются в виде

$$r_{jk}^p = \frac{g_j \eta_k^2 - g_k \eta_j^2}{g_j \eta_k^2 + g_k \eta_j^2}, \quad r_{jk}^s = \frac{g_j - g_k}{g_j + g_k},$$

$$t_{jk}^p = \frac{2g_j \eta_k \eta_j}{g_j \eta_k^2 + g_k \eta_j^2}, \quad t_{jk}^s = \frac{2g_j}{g_j + g_k}, \quad (2)$$

где

$$g_{j(k)} = \sqrt{\eta_{j(k)}^2 - \eta_1^2 \sin^2 \phi_0}.$$

Для коэффициентов отражения  $R^{p(s)}$  и пропускания  $T^{p(s)}$  четырехслойной системы имеют место следующие рекуррентные формулы:

$$R^{p(s)} = |r_{jklm}^{p(s)}|^2, \quad T^{p(s)} = |t_{jklm}^{p(s)}|^2,$$

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

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

$$F_k = \exp(-2\pi i \nu g_k d_k), \quad (3)$$

где  $j, k, l, m$  — номера сред;  $F_k$  — фазовый множитель  $k$ -го слоя, ответственный за интерференцию и затухание излучения в пленке и подложке;  $\nu = 1/\lambda$  — волновое число.

Как следует из теории МРЭ, величины показателя преломления  $n_2$  и коэффициента экстинкции  $k_2$  пленки нанокompозита при намагничивании образца записываются в виде [1]

$$n_2 = n_2^0 \left( 1 + \frac{\Delta\rho}{\rho} \frac{(k_2^0)^2}{(k_2^0)^2 + (n_2^0)^2} \right),$$

$$k_2 = k_2^0 \left( 1 + \frac{\Delta\rho}{\rho} \frac{(n_2^0)^2}{(k_2^0)^2 + (n_2^0)^2} \right), \quad (4)$$

где  $\Delta\rho/\rho$  — абсолютное значение МС, соответствующее магнитному полю  $H$ . Выражения (2)–(3) совместно с формулами для оптических параметров пленки (4) полностью определяют МРЭ и оптическое отражение нанокompозита для  $p$ - и  $s$ -компонент поляризованного света.

Для определения оптических параметров нанокompозита  $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$  проведены измерения спектров пропускания  $T(\nu)$  ( $\phi = 0^\circ$ ), отражения на  $s$ -компоненте поляризованного света  $R^s(\nu)$  ( $\phi = 20^\circ$ ) ферромагнитного образца и стеклянной подложки (рис. 8). Путем решения обратной задачи определялись оптические постоянные  $n_i, k_i$  образца и подложки. Подложка в области  $3000\text{--}6000\text{ cm}^{-1}$  имеет небольшой коэффициент экстинкции  $k_3 \sim 10^{-4}\text{--}10^{-5}$  при показателе преломления  $n_3$ , изменяющемся в пределах от 1.5 до 1.3. В области частот ниже  $2000\text{ cm}^{-1}$  показатель поглощения подложки существенно возрастает, что не позволило точно

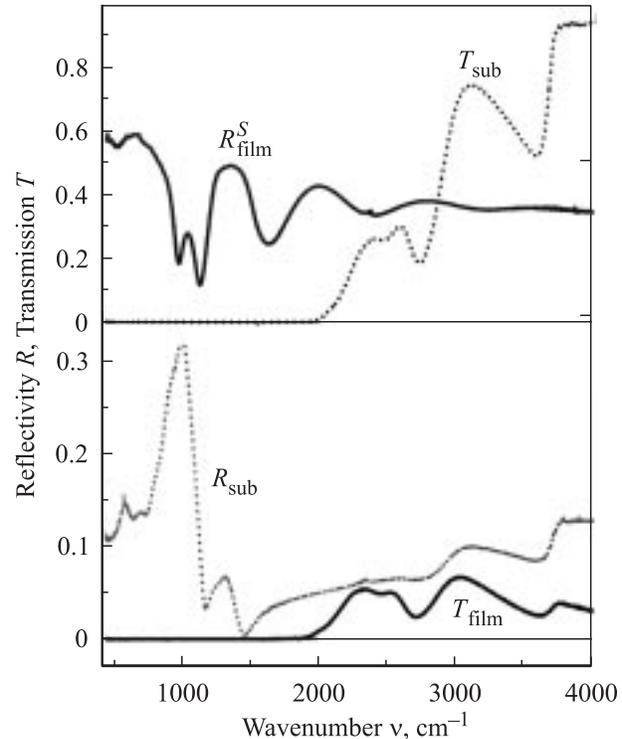
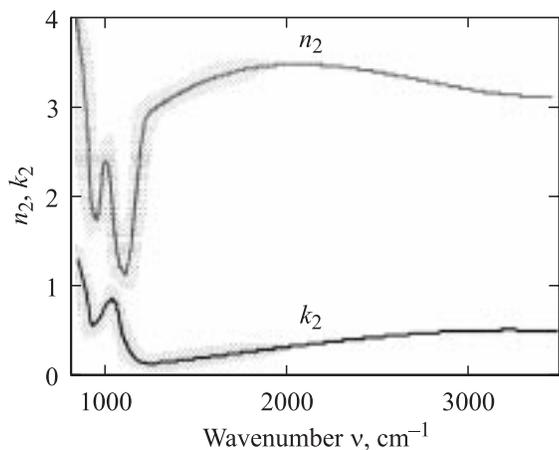


Рис. 8. Частотная зависимость коэффициентов пропускания и отражения подложки:  $T_{\text{sub}}, R_{\text{sub}}^s$  (штриховая линия) и образца  $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$ :  $T_{\text{film}}, R_{\text{film}}^s$  (сплошная линия).



**Рис. 9.** Дисперсия показателя преломления  $n_2$  и коэффициента экстинкции  $k_2$  пленки  $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$ .

определить оптические константы в этой области спектра. Центр полосы поглощения матрицы  $\text{Al}_2\text{O}_3$  в нанокompозите  $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$  приходится на  $\nu \sim 1025 \text{ cm}^{-1}$ . В чистом образце  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , по данным [12], эта полоса смещена в низкочастотную область до  $950 \text{ cm}^{-1}$ . На рис. 9 приведена дисперсия показателя преломления  $n_2$  и коэффициента экстинкции  $k_2$  рассматриваемого нанокompозита. Штриховкой изображен разброс возможных значений оптических констант, получаемых в расчетах при учете погрешностей экспериментально определяемых коэффициентов отражения и прохождения.

Определенные экспериментально оптические параметры и значения магнитосопротивления использовались для расчета МРЭ по формулам (2)–(4). Результаты расчетов спектров оптического отражения и МРЭ для  $H = 1600 \text{ Oe}$  при  $\phi = 45^\circ$  представлены на рис. 3, *b*. И по структуре, и по величине значений  $\xi(\nu)$  и  $R(\nu)$  рассчитанные спектры хорошо коррелируют с экспериментальными данными (рис. 3, *a*). Как в спектрах  $R(\nu)$ , так и  $\xi(\nu)$  наблюдаются осцилляции этих эффектов с периодичностью  $\simeq 700 \text{ cm}^{-1}$ , обусловленные интерференцией. В районе полосы поглощения наблюдается резкая смена знака эффекта. Эти экспериментальные особенности хорошо описываются теорией.

Полученные экспериментальные данные для полевой, угловой, поляризационной, частотной зависимости МРЭ в гранулированных сплавах металл–диэлектрик  $\text{Co-Al-O}$ ,  $\text{Co-Si-O}$ ,  $\text{Co-Ti-O}$  находятся в полном соответствии с развитыми представлениями о природе МРЭ в системах с туннельными контактами, базирующимися на высокочастотном спин-зависящем туннелировании. Простая модель МРЭ, основанная на описании туннельного контакта между гранулами перколяционного кластера в виде параллельно соединенных емкости и туннельного сопротивления, при учете дисперсии оптических параметров пленки и подложки, а также процессов интерференции света позволяет на количественном уровне объяснить наблюдаемые закономерности. Это свидетельствует о том, что спин-зависящее тун-

нелирование существует вплоть до оптических частот. Величина МРЭ в нанокompозитах сложным образом зависит от многих факторов и в первую очередь от МС и оптических параметров, и поэтому изменяется в достаточно широких пределах от 0.1 до 1.5%. Поскольку возможности повышения магнитосопротивления в нанокompозитах в слабых полях практически исчерпаны, представляется важным как для повышения магниторефрактивного эффекта, так и для проверки теории исследовать магниторефрактивный эффект в спин-вентильных туннельных контактах.

## 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. Magn. Mater.* **272–276**, Supl. 1, E1601 (2004).
- [3] И.В. Быков, Е.А. Ганьшина, А.Б. Грановский, В.С. Гушин. *ФТТ* **42**, 3, 487 (2000).
- [4] D. Bozec, V.G. Kravets, J.A.D. Matthew, S.M. Thompson. *J. Appl. Phys.* **91**, 10, 8795 (2002).
- [5] А.Б. Грановский, В.С. Гушин, И.В. Быков, Н. Кобаяши, А.А. Козлов, С. Онума, Т. Масумото, М. Инуе. *ФТТ* **45**, 5, 867 (2003).
- [6] В.Г. Кравец, А.Н. Погорелый, А.Ф. Кравец, А.Я. Вовк, Ю.И. Дджежера. *ФТТ* **45**, 8, 1456 (2004).
- [7] А.Б. Грановский, М. Инуе, Ж.П. Клерк, А.Н. Юрасов. *ФТТ* **46**, 3, 484 (2004).
- [8] N. Kobayashi, S. Ohnuma, T. Masumoto, H. Fujimori. *J. Appl. Phys.* **90**, 4159 (2001).
- [9] S. Ohnuma, K. Hono, E. Abe, H. Onodera, S. Mitani, H. Fujimori. *J. Appl. Phys.* **82**, 11, 5646 (1997).
- [10] А.Б. Грановский, М.В. Кузьмичев, Ж.П. Клерк. *ЖЭТФ* **116** 5(11), 1762 (1999).
- [11] В.М. Маевский. *ФММ* **59**, 2, 213 (1985).
- [12] P. Bruesch, R. Kotz, H. Neff, L. Pietronero. *Phys. Rev. B* **29**, 8, 4691 (1984).