

Магниторефрактивный эффект в гранулированных пленках $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$

© В.Г. Кравец, А.Н. Погорелый*, А.Ф. Кравец*, А.Я. Вовк*, Ю.И. Джежеря*

Институт проблем регистрации информации Национальной академии наук Украины,
03113 Киев, Украина

* Институт магнетизма Национальной академии наук Украины,
03680 Киев, Украина

E-mail: kravets@imag.kiev.ua

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 28 января 2003 г.)

Исследованы спектры отражения света и магниторефрактивного эффекта в гранулированных металлодиэлектрических пленках $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ ($0.07 < x < 0.52$) в инфракрасной области оптического спектра $\lambda = 2.5\text{--}25\ \mu\text{m}$. Обнаружено, что эти спектры имеют особенности при $\lambda \approx 8.5$ и $20\ \mu\text{m}$, связанные с возбуждением фононных мод в диэлектрической матрице. Установлено, что магниторефрактивный эффект ниже порога перколяции проявляется только для p -поляризованного света, а выше порога — для обеих p - и s -поляризаций. Показано, что оптические свойства пленок $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ в ИК области спектра в первом приближении могут быть описаны теорией эффективной среды, а магниторефрактивный эффект объяснен на основании модифицированного соотношения Хагена и Рубенса.

Интерес к исследованию магнитных металлдиэлектрических гранулированных пленок (ГП) с наноразмерными металлическими ферромагнитными гранулами в немагнитной диэлектрической матрице вызван наличием в них эффекта туннельного магнитосопротивления (ТМС), перспективного для использования его на практике [1–10]. Эффект ТМС возникает в результате спинзависимого туннелирования поляризованных электронов через диэлектрические прослойки между магнитными гранулами. Недавно был теоретически предсказан [11] и экспериментально подтвержден в металлических [12,13] и в металло-диэлектрических [14] гранулированных пленках магниторефрактивный эффект (МРЭ), заключающийся во влиянии магнитного поля на спектры отражения и пропускания света пленок в ИК области спектра. Оптические явления в металлах в ИК области связаны с внутризонными оптическими переходами и являются частотными аналогами электросопротивления [15], поэтому ТМС и МРЭ эффекты имеют родственную природу и их совместное исследование может быть полезно для получения информации об электронных состояниях в зоне проводимости вблизи уровня Ферми для двух подсистем электронов проводимости: со спином вдоль и против намагниченности (спин вверх (\uparrow) и спин вниз (\downarrow)). Изучение вопроса о корреляции между двумя этими явлениями в ГП позволило бы ответить на вопрос о возможности использования МРЭ для бесконтактного контроля магнитосопротивления в магниторезистивных материалах.

Магниторезистивные и магниторефрактивные свойства металло-диэлектрических гранулированных структур зависят от концентрации в них ферромагнитных гранул и радикально изменяются при переходе структуры через порог перколяции, когда магнитные гранулы начинают контактировать между собой. Эти свойства во многом определяются соотношением вкладов металлической и туннельной проводимости, характером тунне-

лирования электронов между гранулами, высотой потенциального барьера и локализованными состояниями в матрице. Существует еще много открытых вопросов о влиянии материалов матрицы и гранул на свойства ГП.

Для получения металлдиэлектрических ГП с большим значением ТМС часто используется матрица на основе Al_2O_3 с высокой диэлектрической проницаемостью и термической стабильностью [3,6,9,10,14]. Обычно такие пленки получают либо методом совместного электронно-лучевого испарения магнитного материала и Al_2O_3 и одновременной конденсации их паров на подложки в вакуумных условиях [9,10,16], либо методом магнетронного распыления составных мишеней [3,6,14]. Поскольку поверхностная энергия металла намного выше, чем у диэлектрика, при их совместной конденсации металл не смачивает окисел и распадается на отдельные гранулы с кристаллической структурой. Пленки таких сплавов ниже порога перколяции представляют собой гранулированную структуру, в которой почти сферические наноразмерные металлические гранулы случайным образом диспергированы в диэлектрической матрице и имеют с последней четкую границу [10].

Цель настоящей работы — установление корреляции между изменением оптических свойств в ИК области спектра и туннельным магнитосопротивлением металлдиэлектрических гранулированных пленок $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ в широком диапазоне концентраций магнитной компоненты x при приложении магнитного поля, а также исследование роли диэлектрической матрицы Al_2O_3 в этих процессах.

1. Эксперимент

Гранулированные металлдиэлектрические $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ пленки ($0.07 < x < 0.52$ — объемная доля металлической компоненты) получены

методом отдельного электронно-лучевого соиспарения диэлектрической (Al_2O_3) и металлической (эквивалентный сплав $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$) компонент из двух независимых стабилизированных источников и конденсации смешанных паров компонент на подложки из покровного стекла при температуре $\sim 200^\circ\text{C}$ в условиях высокого (10^4 Па) вакуума. Толщина пленок составляла ~ 400 нм. Геометрия взаимного расположения ряда подложек и источников испарения обеспечивала одновременное получение пленок с непрерывным изменением их состава в указанном выше диапазоне концентраций по полной длине держателя подложек 450 мм. Подобная технология получения металлодиэлектрических пленок подробно описана в работе [16].

Скорость испарения и объемное содержание каждой компоненты в ГП контролировались двумя кварцевыми датчиками. Состав пленок был определен методом EDXA. Структура пленок исследована методами рентгеновской дифракции и электронной просвечивающей микроскопии высокого разрешения. Магнитосопротивление пленок измерялось методом четырех контактов при комнатной температуре в магнитных полях до 50 кОе. Для измерения спектров отражения света от ГП $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ в среднем инфракрасном диапазоне длин волн от 2.5 до $2.5\ \mu\text{m}$ использовался Фурье-спектрометр Nicolet 670 с HgCdTe фотодетектором МСТ-В, охлаждаемым жидким азотом. Спектральные измерения в поляризованном свете проводились с использованием сеточного поляризатора KRS-5. При проведении магниторефрактивных измерений, заключающихся в установлении зависимости спектров отражения света от магнитного поля, зеркала Фурье-спектрометра выносились за его пределы для того, чтобы можно было сфокусировать инфракрасное излучение на образец, помещенный в зазор внешнего электромагнита. При этом угол падения света на образец был $\sim 65^\circ$.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рентгеновских дифрактограммах ГП $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ наблюдался широкий пик под брегговским углом, который соответствует плоскости $\langle 100 \rangle$ бсс $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$. Это свидетельствует о нанокристаллической структуре металлических гранул $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$, диспергированных в диэлектрической матрице Al_2O_3 . Просвечивающая электронная микроскопия высокого разрешения подтвердила это и показала, что средний размер ферромагнитных частиц в ГП ниже порога перколяции изменяется в пределах от 1 до 3 нм [10].

Исследуемые ГП $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ характеризуются максимальной величиной эффекта туннельного магнитосопротивления порядка $\sim 6\%$ вблизи порога перколяции ($x_p \approx 0.17$ [9]) в магнитном поле 10 кОе (рис. 1). Вольт-амперные характеристики ГП при комнатной температуре согласуются с теорией туннелирования электронов Симмона [17] и подтверждают тун-

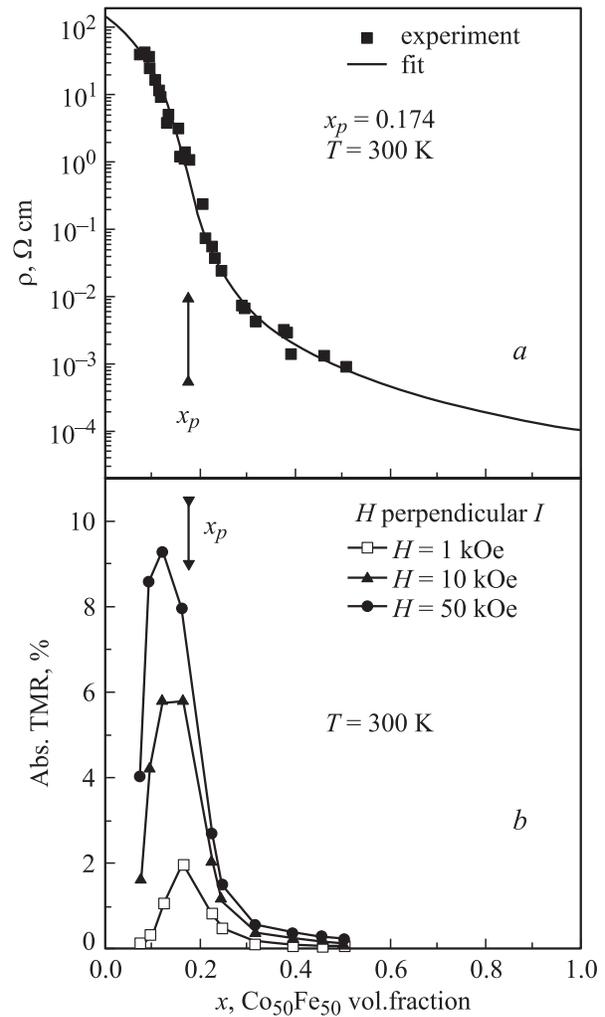


Рис. 1. Концентрационные зависимости сопротивления (а) и туннельного магнитосопротивления (б) ГП $(\text{CoFe})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$, $T = 300$ К.

нельную природу магнитосопротивления. Для пленки с $x = 0.15$ сравнительные оценки на основе этой теории показали, что высота туннельного барьера $\phi \sim 2.15$ эВ, а его ширина $d_s \sim 2$ нм. Температурные зависимости магнитосопротивления в области температур от 5 до 300 К также подтверждают его туннельную природу [9,10].

Фурье-спектры отражения света $R(\lambda)$ в средней ИК области спектра для ГП $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ определены с использованием как неполяризованного, так и поляризованного в p - и s -плоскостях падающего света. Эти спектры нормированы на соответствующие зависимости для толстых пленок серебра. На рис. 2 представлены спектры отражения неполяризованного ИК света для ГП $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$, а также чистых Al_2O_3 и $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$. В области концентраций x , где ГП $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ характеризуются значительной величиной ТМС ($0.07 < x < 0.3$), на спектрах ИК отражения наблюдаются характерные особенности — глубокие провалы при $\lambda \sim 8.5$ и $\sim 20\ \mu\text{m}$. При $x > 0.35$ характерные провалы на кривых отражения постепенно

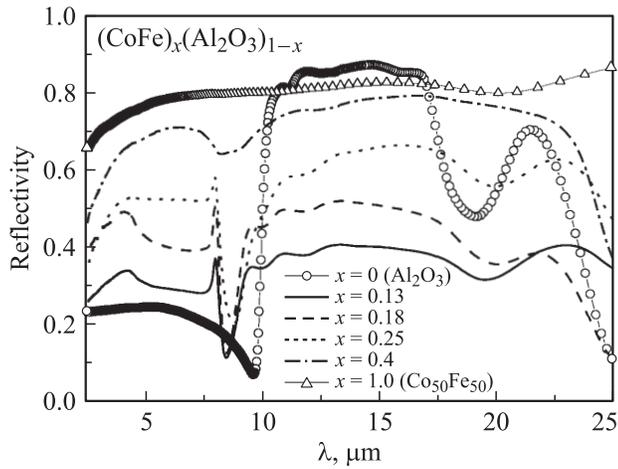


Рис. 2. Спектры отражения неполяризованного ИК излучения ГП $(\text{CoFe})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$.

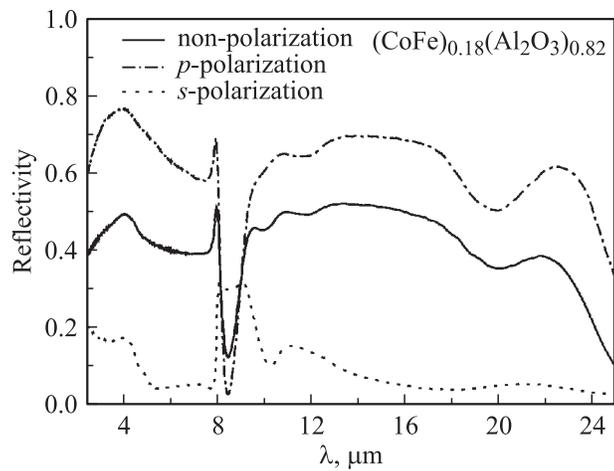


Рис. 3. Спектры отражения ИК излучения ГП $(\text{CoFe})_{0.18}(\text{Al}_2\text{O}_3)_{0.82}$.

исчезают, и спектры $R(\lambda)$ становятся похожими на спектры ИК отражения для чистого $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$. На рис. 3 показаны спектры отражения неполяризованного, а также p - и s -поляризованного света для ГП с $x = 0.18$, характерные особенности которых типичны для ГП с $x < 0.3$. Следует отметить, что при $\lambda \sim 8.5 \mu\text{m}$ для p -поляризованного света наблюдались минимумы на кривых $R(\lambda)$, в то время как для s -поляризованного света наблюдались максимумы (рис. 3). Наблюдение этих характерных особенностей в ГП с большой концентрацией Al_2O_3 может быть связано с возбуждением фононных мод в диэлектрической матрице. Узкий провал при $\lambda \sim 8.5 \mu\text{m}$ можно связать с возбуждением продольной оптической фононной моды (ЛО-моды) в Al_2O_3 , более широкий провал при $\lambda \sim 20 \mu\text{m}$ — с поперечной фононной модой (ТО-моды). Значительное уширение поперечной моды вызвано аморфной природой системы, что и приводит к распределению частот. Согласно литературным данным [18,19], наиболее интенсив-

ные пики, соответствующие поперечным фононным модам в кристаллическом Al_2O_3 , локализованы при 23.3 и $\sim 14.7 \mu\text{m}$, а положения продольных мод локализованы при 10.5 и $19.5 \mu\text{m}$. Беспорядок в аморфной матрице Al_2O_3 влечет за собой изменения расстояния между атомами Al и O в ближнем порядке, а также модифицирует координационное расположение между этими атомами, что и приводит к изменению спектрального проявления фононных колебаний в ГП. Зависимости оптического отражения в ИК области спектра для ГП $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ состоят из оптических фононных ТО и ЛО мод, которые можно разделить путем использования падающего света, поляризованного в p - или s -плоскостях.

Оптические свойства металлодиэлектрических ГП, обладающих туннельным магнитосопротивлением, могут быть описаны в приближении эффективной среды. Эффективная оптическая проводимость σ_e ГП $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ в этом приближении может быть найдена из выражения [20,21]

$$x \frac{\sigma_e - \sigma_m}{\sigma_m + 2\sigma_e} + (1-x) \frac{\sigma_e - \sigma_d}{\sigma_d + 2\sigma_e} = 0, \quad (1)$$

где σ_e — эффективная оптическая проводимость ГП, σ_d и σ_m — оптические проводимости диэлектрической матрицы Al_2O_3 и металлических гранул $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$ соответственно. Частотная зависимость оптической проводимости пленки диэлектрика в ИК области определяется как [20,21] $\sigma_d = i\epsilon_0\epsilon_d\omega$, где ω — частота света, ϵ_0 — диэлектрическая постоянная вакуума, ϵ_d — диэлектрическая проницаемость Al_2O_3 . Для описания диэлектрической функции Al_2O_3 в ИК области может быть использована феноменологическая модель осцилляторов Лоренца [18,22]

$$\epsilon = \epsilon_\infty \prod_j \frac{\Omega_{\text{LO}j}^2 - \omega^2 + i\gamma_{\text{LO}j}\omega}{\Omega_{\text{TO}j}^2 - \omega^2 + i\gamma_{\text{TO}j}\omega}, \quad (2)$$

где ϵ_∞ — высокочастотная диэлектрическая постоянная; $\Omega_{\text{LO}j}$ и $\Omega_{\text{TO}j}$ — частоты ЛО и ТО j -фононов соответственно; ω — частота возбуждающего света; $\gamma_{\text{LO}j}$ и $\gamma_{\text{TO}j}$ — константы затухания ЛО и ТО j -фононов. На основании этой модели проведены расчеты коэффициента отражения ГП $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ с разными концентрациями x (рис. 4). Оптическая проводимость ферромагнитных гранул $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$ в ИК области спектра бралась в виде суммы вкладов проводимостей типа Друде от двух спиновых подсистем: электронов со спинами вдоль намагниченности (спин вверх (\uparrow)) и против намагниченности (спин вниз (\downarrow)) [11,23]

$$\sigma(\omega) = \sigma_\uparrow(\omega) + \sigma_\downarrow(\omega) = \frac{\sigma_\uparrow(\omega=0)}{1+i\omega\tau_\uparrow} + \frac{\sigma_\downarrow(\omega=0)}{1+i\omega\tau_\downarrow}, \quad (3)$$

где $\sigma_{\uparrow(\downarrow)}(\omega=0)$ и $\tau_{\uparrow(\downarrow)}$ — статические проводимости и времена релаксации электронов для двух спиновых подсистем. Статические проводимости определялись как $\sigma_{\uparrow(\downarrow)}(\omega=0) = n_{\uparrow(\downarrow)}e^2\tau_{\uparrow(\downarrow)}/m$, где $n_{\uparrow(\downarrow)}$ — плотности электронов для двух спиновых подсистем,

m — масса электрона. Для оценки значений $n_{\uparrow(\downarrow)}$ использовалась модель свободного электронного газа $n_{\uparrow(\downarrow)} = (k_{\uparrow(\downarrow)}^F)^3 / 3\pi^2$, в которой значения волновых векторов Ферми $k_{\uparrow}^F \sim 7.5$ и $k_{\downarrow}^F \sim 4.5 \text{ nm}^{-1}$ были взяты из работы [23]. При определении оптической проводимости ферромагнитных гранул использовался параметр спиновой асимметрии $\alpha_p = \tau_{\uparrow} / \tau_{\downarrow}$, взятый из работы [23], где $\alpha_p = 3.5$ и $\tau_{\uparrow} = 15 \text{ fs}$.

После определения эффективной оптической проводимости σ_e ГП $(CoFe)_x(Al_2O_3)_{1-x}$ были вычислены оптические постоянные n и k из выражения [11,23]

$$n - ik = \sqrt{\varepsilon_1 + i\varepsilon_2} = \sqrt{\varepsilon_r - \frac{i\sigma_e}{\varepsilon_0\omega}}, \quad (4)$$

где $\varepsilon_0 = 0.885 \cdot 10^{-11} \text{ F/m}$ — диэлектрическая постоянная вакуума; ε_r — относительная диэлектрическая постоянная, которая в первом приближении равнялась 1; диэлектрические функции ε_1 и ε_2 связаны с оптическими константами как $\varepsilon_1 = n^2 - k^2$ и $\varepsilon_2 = 2nk$.

Для определения отражательной способности ГП $(Co_{50}Fe_{50})_x(Al_2O_3)_{1-x}$ в ИК области спектра было использовано выражение из работы [24], включающее аппроксимацию второго порядка по t/λ (t — толщина пленки, λ — длина волны света), что справедливо, если $t \ll \lambda$

$$R(\lambda) = \frac{(n_0 - n_s)^2 + (n_0 - n_s)p + q}{(n_0 + n_s)^2 + (n_0 + n_s)p + q}, \quad (5)$$

где n_0 и n_s — соответственно показатели преломления воздуха и подложки; q и p — функции, зависящие от оптических констант и толщины пленки

$$q = [\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2 - (n_0^2 + n_s^2)\varepsilon_1 + n_0^2 n_s^2] \eta^2, \\ p = 2\varepsilon_2 \eta, \quad \eta = 2\pi t / \lambda. \quad (6)$$

На основании изложенной выше модели рассчитаны спектры отражения $R(\lambda)$ ГП $(Co_{50}Fe_{50})_x(Al_2O_3)_{1-x}$ в ИК области. Экспериментальные (рис. 2) и расчетные (рис. 4) зависимости $R(\lambda)$ находятся в хорошем согласии. Оценка величины $R(\lambda)$ была проведена для неполяризованного зондирующего излучения, поскольку различная поляризация света возбуждает только определенные фоновые моды.

Экспериментальные результаты демонстрируют значительные различия в спектрах отражения ГП $(Co_{50}Fe_{50})_x(Al_2O_3)_{1-x}$ для p - и s -поляризованного света (см., например, рис. 3). Здесь на спектры отражения, особенно при малых значениях x , сильное влияние оказывает диэлектрическая матрица Al_2O_3 . В аморфной матрице Al_2O_3 образуется континуум осцилляторов $Al-O$ с дипольным моментом, ориентированным в плоскости пленки. Проявление этих колебаний в спектрах отражения зависит от угла падения света и поляризации падающего света [25]. При нормальном падении света ($\phi = 0^\circ$) возбуждаются только поперечные фоновые моды, которые локализируются при 690 cm^{-1} ($14.5 \mu\text{m}$). Продольные фоновые моды проявляются

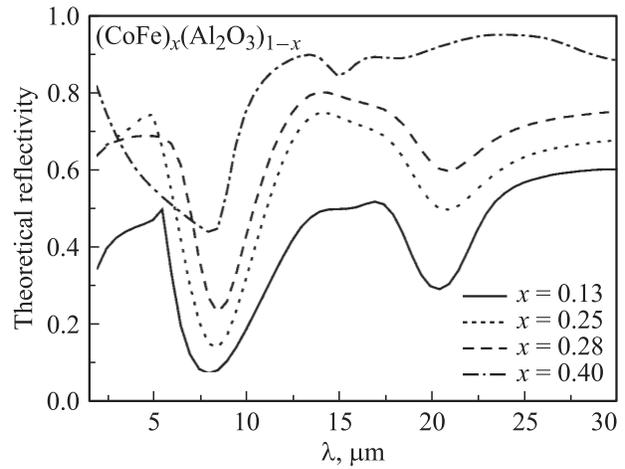


Рис. 4. Теоретические спектры отражения ИК излучения ГП $(CoFe)_x(Al_2O_3)_{1-x}$.

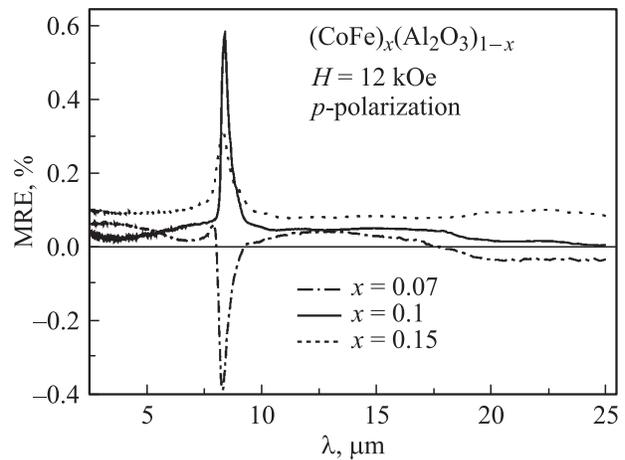


Рис. 5. Спектры MRE в ГП $(CoFe)_x(Al_2O_3)_{1-x}$ с $x = 0.07, 0.1$ и 0.15 для p -поляризованного света.

в большей степени при угле падения $\psi = 75^\circ$ для p -поляризованного света при 950 cm^{-1} ($10.5 \mu\text{m}$). Спектральное положение максимума LO моды также сильно зависит от толщины и структуры Al_2O_3 пленки [25].

По аналогии с эффектом туннельного магнитосопротивления $TMR = \Delta\rho/\rho = [(\rho_{H=0} - \rho_H)/\rho_H] \cdot 100\%$ в данной работе определен магниторефрактивный эффект $MRE = \Delta R/R = [(R_{H=0} - R_H)/R_H] \cdot 100\%$, где $\Delta\rho/\rho$ и $\Delta R/R$ соответствуют относительным изменениям электрического сопротивления и коэффициента отражения света в ГП $(Co_{50}Fe_{50})_x(Al_2O_3)_{1-x}$ при приложении внешнего магнитного поля. Было установлено, что спектры MRE сильно зависят как от поляризации падающего света, так и от концентрации металлической компоненты x в ГП. Так, пленки с концентрациями ферромагнитных гранул ниже порога перколяции ($x < 0.17$) проявляют особенности в спектрах MRE только для p -поляризованного света (рис. 5) и мало изменяются при возбуждении s -поляризованным светом. В спектральных

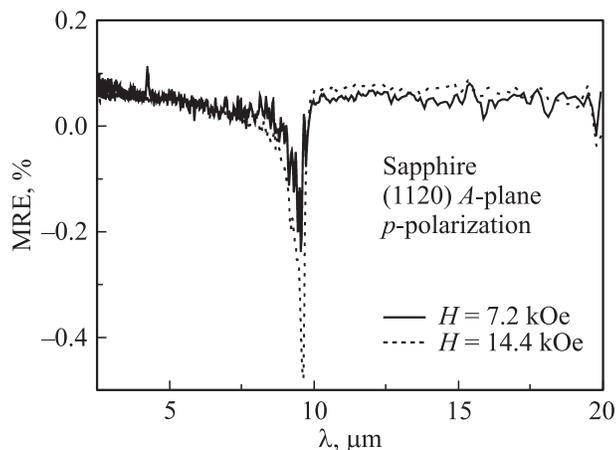


Рис. 6. Спектры MRE в Al_2O_3 для p -поляризованного ИК света при разных значениях магнитного поля.

зависимостях MRE для ГП с $0.1 < x < 0.17$ вблизи $8,5 \mu\text{m}$ проявляются максимумы (см. спектры MRE для $x = 0.15$ и 0.1 на рис. 5), положение которых строго коррелирует с минимумом в спектрах $R(\lambda)$ (рис. 2). При еще более низких концентрациях магнитного материала ($x < 0.1$) спектры MRE изменяются и вблизи характерной длины волны $8,5 \mu\text{m}$ как $R(\lambda)$, так и MRE имеют глубокий минимум (см. спектр MRE для $x = 0.07$ на рис. 5). При малых концентрациях ферромагнитных гранул спектры $R(\lambda)$ для ГП $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ становятся подобными спектру для матрицы Al_2O_3 (рис. 2). При исследовании влияния магнитного поля на спектр отражения чистого Al_2O_3 обнаружилось, что магнитное поле также изменяет отражение диэлектрической матрицы. При этом в спектре MRE для чистого Al_2O_3 вблизи $\lambda \approx 9 \mu\text{m}$ наблюдается глубокий минимум (рис. 6). Особо следует подчеркнуть, что MRE в ИК области как для ГП, так и для чистого Al_2O_3 сильно зависит от длины волны падающего света λ и от величины магнитного поля H .

Наблюдаемый в диэлектрике Al_2O_3 магниторефрактивный эффект связан с проявлением гиротропных свойств вещества в магнитном поле [26]. Он сопровождается возникновением вектора гирации и недиагональных компонент в тензоре диэлектрической проницаемости. В изотропных материалах и кристаллах с кубической симметрией магнитооптические эффекты могут быть достаточно сильными, а вызванные ими поправки к показателю преломления связаны с магнитным полем линейной зависимостью [26]. Возможность выделения MRE в диэлектрике во всем диапазоне частот ограничена чувствительностью измерительного прибора, однако на частоте практически полной прозрачности вблизи частоты фоновой моды ($\lambda \approx 9 \mu\text{m}$ для Al_2O_3 , рис. 6) на фоне слабого отражения MRE имеет относительно большую величину и может быть измерен достаточно точно. Подобная картина магниторефрактивного эффекта наблюдалась авторами также и в ионных кристаллах

с кубической симметрией. Подробная теория этого явления будет представлена в следующей работе, здесь же отметим, что данные измерения могут служить для определения коэффициента гирации в диэлектриках с высокой точностью.

Для ГП с $0.17 < x < 0.4$ спектры MRE имеют особенности как для s -, так и для p -поляризованного возбуждающего света (см., например, спектры MRE для ГП с $x = 0.25$ на рис. 7 и 8). При $x > 0.4$ MRE проявляется только для s -поляризованного света и спектр отражения $R(\lambda)$ гранулированной пленки становится подобным спектру чистого $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$.

В длинноволновой ИК области MRE может быть объяснен на основании соотношения Хагена и Рубенса. При пренебрежении ферромагнитными свойствами материала оптические константы в ИК могут быть определены из выражения $n \approx k \approx (1/2\varepsilon_0\omega\rho_0)^{1/2}$, где ρ_0 — удельное сопротивление материала при $\omega = 0$, ε_0 — диэлектрическая постоянная вакуума. В этом случае коэффициент нормального отражения света R может

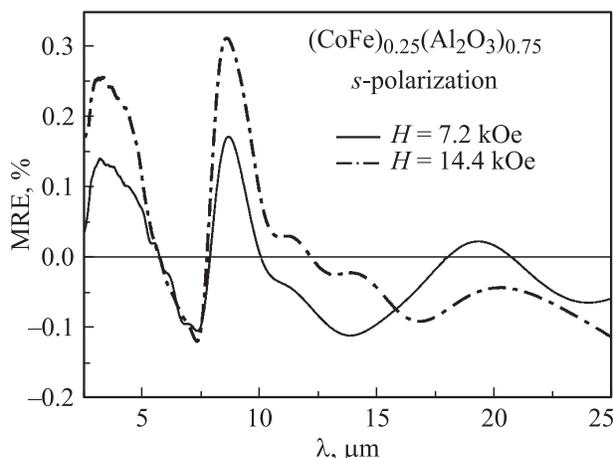


Рис. 7. Спектры MRE в ГП $(\text{CoFe})_{0.5}(\text{Al}_2\text{O}_3)_{0.5}$ для s -поляризованного света при разных значениях магнитного поля.

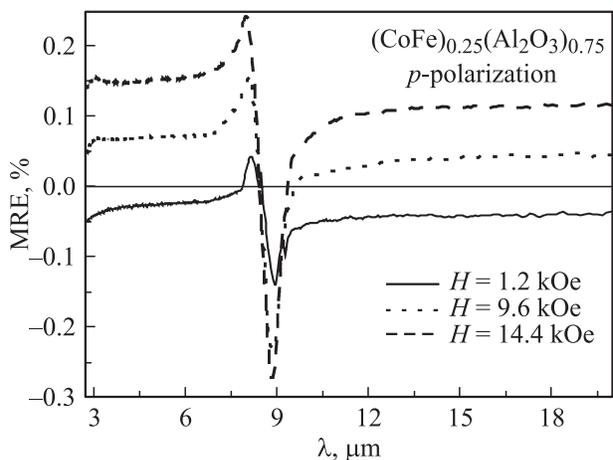


Рис. 8. Спектры MRE в ГП $(\text{CoFe})_{0.5}(\text{Al}_2\text{O}_3)_{0.5}$ для p -поляризованного света при разных значениях магнитного поля.

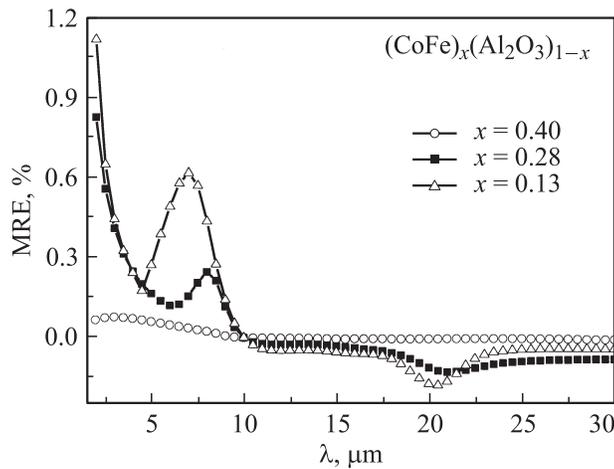


Рис. 9. Теоретические спектры MRE в ГП $(\text{CoFe})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$.

быть определен из выражения [15]

$$R \cong 1 - [2\varepsilon_0\omega\rho_0]^{1/2}. \quad (7)$$

Это выражение выполняется в том случае, если выполняются условия $\omega\tau_1(\tau_1) \ll 1$ (для большинства металлов это справедливо для $\lambda \geq 20 \mu\text{m}$). Из соотношения (7) видно, что $R(\lambda)$ зависит непосредственно от ρ_0 и не является функцией времени релаксации электронов $\tau_1(\tau_1)$.

Используя связь между отражением света и удельным сопротивлением, можно оценить изменение отражения ΔR , вызванное изменением сопротивления $\Delta\rho$ в магнитном поле [11,13]

$$\Delta R = -[2\varepsilon_0\omega\rho_0]^{1/2}\Delta\rho/\rho_0 = -[2\varepsilon_0\omega\rho_0]^{1/2} \cdot \text{TMR}, \quad (8)$$

где TMR — туннельное магнитосопротивление ГП $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$. Применение этого выражения для описания магниторефрактивного эффекта показало, что экспериментальная и модельная кривые MRE расходятся в области длин волн меньших $15 \mu\text{m}$. Из выражения для $R(\lambda)$ в приближении Хагена и Рубенса видно, что $\Delta R \propto \lambda^{-1/2}$. На основании этого можно предположить, что включение в рассмотрение зависимости ΔR от времени релаксации спиновых подсистем может быть представлено в виде степенного ряда [13]

$$\Delta R = -\alpha\lambda^{-1/2} + \beta\lambda^{-3/2} + 0(\lambda^{-5/2}). \quad (9)$$

В этой аппроксимации мы ограничились только первыми членами степенного ряда по λ . В расчетах константа α была определена на основании приближения эффективной среды: $\alpha = [(1-R)/2] \cdot \text{TMR}$. Величина TMR определялась на основании экспериментальных данных (рис. 1). Величина β подбиралась с учетом лучшего описания экспериментальных результатов и обычно составляла величину порядка 0.1α . На основании изложенной методики проведен расчет спектральной зависимости MRE для гранулированных пленок $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ (рис. 9). Можно отметить, что

модельная зависимость MRE предсказывает основные черты в экспериментальных спектрах MRE (рис. 5, 7, 8). Оценки MRE проведены только для случая неполяризованного излучения. Экспериментальные результаты показали, что спектральные зависимости MRE для неполяризованного и поляризованного в p -плоскости падающего излучения имеют во многом сходные черты. Наиболее отчетливо особенности в экспериментальных и теоретических спектрах MRE проявляются вблизи длин волн, где возбуждаются ТО и LO фоновые моды.

Таким образом, в работе установлено, что ГП $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ характеризуются значительной величиной туннельного магнитосопротивления в окрестностях порога перколяции ($x \approx 0.17$). Обнаружено, что магниторефрактивный эффект в этих пленках проявляется в области длин волн существования оптических фоновых мод, а его спектры зависят как от концентрации магнитных гранул, так и от поляризации возбуждающего света. Ниже порога перколяции магниторефрактивный эффект проявляется только для p -поляризованного света, в области концентраций $0.17 < x < 0.4$ — для p - и s -поляризаций, для $x > 0.4$ — только для s -поляризованного света. Зависимость отражательной способности ГП $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ в ИК области спектра в первом приближении описывается теорией эффективной среды, а магниторефрактивный эффект может быть объяснен на основании модифицированного соотношения Хагена и Рубенса. Обнаруженный магниторефрактивный эффект в Al_2O_3 в области длин волн возбуждения оптических фононов связан с проявлением гиротропных свойств Al_2O_3 в магнитном поле. Установлено, что матрица Al_2O_3 играет существенную роль не только в туннельном механизме изменения проводимости ГП $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$, но и в их оптических и магниторефрактивных свойствах в ИК области спектра.

Список литературы

- [1] J.I. Gittleman, Y. Goldstein, S. Bozovski. Phys. Rev. B **5**, 9, 3609 (1972).
- [2] J.S. Helman, B. Abeles. Phys. Rev. Lett. **37**, 21, 1429 (1976).
- [3] H. Fujimori, S. Mitani, S. Ohnuma. Mater. Sci. Eng. B **31**, 1–2, 219 (1995).
- [4] A. Milner, A. Gerber, B. Groisman, M. Karpovsky, A. Gladkikh. Phys. Rev. Lett. **76**, 3, 475 (1996).
- [5] S. Honda, T. Okada, M. Nawate, M. Tokumoto. Phys. Rev. B **56**, 22, 14 566 (1997).
- [6] S. Mitani, S. Takahashi, K. Takanaski, K. Yakushiji, S. Maekawa, H. Fujimori. Phys. Rev. Lett. **81**, 13, 2799 (1998).
- [7] Б.А. Аронзон, А.Е. Варфоломеев, Д.Ю. Ковалев, А.А. Ликальтер, В.В. Рыльков, М.А. Седова. ФТТ **41**, 6, 944 (1999).
- [8] S. Sankar, A.E. Berkowitz, D.J. Smith. Phys. Rev. B **62**, 21, 14273 (2000).
- [9] A.Ya. Vovk, J.Q. Wang, A.M. Pogoriliy, O.V. Shypil, A.F. Kravets. J. Magn. Magn. Mater. **242–245**, P1, 476 (2002).
- [10] A.Ya. Vovk, J.Q. Wang, W. Zhou, J. He, A.M. Pogoriliy, O.V. Shypil, A.F. Kravets, H.R. Khan. J. Appl. Phys. **91**, 12, 10017 (2002).

- [11] А.Б. Грановский, М.В. Кузьмичев, Ж.П. Клерк. ЖЭТФ **116**, 5(11), 1762 (1999).
- [12] J.P. Camplin, S.M. Thompson, D.R. Loraine, D.I. Pugh, J.F. Collingwood, E.M. McCash, A.B. Horn. J. Appl. Phys. **87**, 9, 4846 (2000).
- [13] V.G. Kravets, D. Bozec, J.A.D. Matthew, S.M. Thompson, H. Menard, A.B. Horn, A.F. Kravets. Phys. Rev. B **65**, 5, 054415 (2002).
- [14] И.В. Быков, Е.А. Ганьшина, А.Б. Грановский, В.С. Гушин. ФТТ **42**, 3, 487 (2000).
- [15] А.В. Соколов. Оптические свойства металлов. Физматгиз, М. (1961). 464 с.
- [16] G.A. Niklasson, C.G. Grandvist. J. Appl. Phys. **55**, 9, 3382 (1984).
- [17] J.G. Simmons. J. Appl. Phys. **34**, 6, 1793 (1963).
- [18] M. Schubert, T.E. Tiwald, C.M. Herzinger. Phys. Rev. B **61**, 12, 8187 (2000).
- [19] J.S. Ahn, K.H. Kim, T.W. Noh, D.-H. Riu, K.-H. Boo, H.-E. Kim. Phys. Rev. B **52**, 21, 15244 (1995).
- [20] D.J. Bergman, D. Stroud. Sol. Stat. Phys. **46**, 4, 147 (1992).
- [21] F. Brouers, J.P. Clerc, G. Giraud, J.M. Laugier, Z.A. Randriamantany. Phys. Rev. B **47**, 2, 666 (1993).
- [22] M. Gadenne, V. Podolskiy, P. Gadenne, P. Sheng, V.M. Shalaev. Europhys. Lett. **53**, 3, 364 (2001).
- [23] J. van Driel, F.R. de Boer, R. Coehoorn, G.H. Rietjens, E.S.J. Heuvelmans-Wijdenes. Phys. Rev. B **61**, 22, 15321 (2000).
- [24] F. Abeles. Optical Properties of Solids. Elsevier, Amsterdam (1972). 654 с.
- [25] P. Brüesch, R. Kötz, H. Neff, L. Pietronero. Phys. Rev. B **29**, 8, 4691 (1984).
- [26] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Наука, М. (1982). 624 с.