

УДК 537.632

МАГНИТОРЕФРАКТИВНЫЙ ЭФФЕКТ В НАНОКОМПОЗИТАХ

В. С. Гущин¹, Е. А. Ганьшина, А. А. Козлов, И. В. Быков^{*})

(кафедра общей физики; кафедра магнетизма)

E-mail: eagan@magn.ru

В инфракрасном диапазоне длин волн 1.5–20 мкм исследованы оптическое отражение и четный по намагниченности магниторефрактивный эффект (МРЭ) в нанокompозитах ферромагнетик (Co, Fe, CoFe, CoFeZr) — диэлектрическая матрица (Al₂O₃, SiO₂, TiO₂, MgF), обладающих в составах вблизи порога перколяции туннельным магнитосопротивлением. Изучена дисперсия этих эффектов в зависимости от поляризации, угла падения излучения и внешнего магнитного поля. Показано, что экстремальные значения МРЭ соответствуют минимальным значениям оптического отражения и достигают величин, в десятки раз превосходящих традиционные эффекты Керра. Экспериментальные данные свидетельствуют о природе этого эффекта как о результате спин-зависимого туннелирования электронов проводимости на оптических частотах.

Введение

Нанокompозиты ферромагнитный металл–диэлектрик с содержанием металла вблизи порога перколяции в последние 10–15 лет вызывает большой интерес и экспериментаторов, и теоретиков, и технологов. Наряду с большим эффектом туннельного магнитосопротивления (ТМС) в этих материалах наблюдаются эффекты, связанные с изменением диэлектрической проницаемости в высокочастотных диапазонах электромагнитного излучения при намагничивании ферромагнитного композита. Эффект изменения импеданса в радио- и СВЧ-диапазонах получил название высокочастотного магнитосопротивления, или магнитоимпеданса [1, 2], а в случае оптических частот — магниторефрактивного эффекта [3]. В настоящей работе речь пойдет о МРЭ в металлодиэлектрических гранулированных структурах.

Магниторефрактивный эффект заключается в изменении оптических свойств (коэффициентов отражения, пропускания и поглощения света) магнетиков с большим МС при их намагничивании [3–5] и является частотным аналогом ТМС. Так же как и последний, МРЭ, по-видимому, возникает в результате спин-зависимого туннелирования поляризованных электронов проводимости через диэлектрические прослойки между ферромагнитными гранулами. МРЭ должен проявляться наиболее ярко в ИК области спектра, где вклад электронов проводимости играет доминирующую роль. Известно, что изменение интенсивности вследствие классических магнитооптических (МО) эффектов во всех ферромагнитных металлах и сплавах на их основе (нечетные и четные по намагниченности эффекты Керра [6–9] и ориентационный МО эффект [10]) не превышает 10⁻²–10⁻⁴ в УФ и видимой областях спектра. В противоположность этому в многослойных структурах [3–4]

и в нанокompозитах [11] обнаружили магнитоиндуцированные изменения оптических параметров в ИК диапазоне, в десятки раз большие традиционных МО эффектов на отражение. Большие значения ~ 1% МРЭ найдены в пленках гранулированного ферромагнитного кобальта, внедренного в диэлектрическую матрицу сапфира [12], но максимальное значение МРЭ ~ 1.3% получено в нанокompозите (Co_{0.4}Fe_{0.6})₄₈(MgF)₅₂ [13, 14]. МРЭ в наноструктурах проявляет своеобразную частотную зависимость [5, 11, 15], а также этот эффект является нелинейным по намагниченности. Все это позволяет говорить о МРЭ как о новом негироэлектрическом эффекте, природа которого отлична от природы традиционных магнитооптических эффектов.

Впервые МРЭ был предсказан, теоретически исследован и экспериментально подтвержден для мультислоев Fe/Cr [3]. Теория этого эффекта развита для металлических многослойных систем в [16–18] и для гранулированных металлических систем в [19, 20]. Наиболее простое соотношение для МРЭ металлических систем в спектральной области Хагена–Рубенса получено в [19], где показано, что при нормальном падении света величина магнитоиндуцированного отклика имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\Delta R}{R} &= \frac{R(H=0) - R(H)}{R(H=0)} = \\ &= -\frac{1}{2}(1-R) \frac{\rho(H=0) - \rho(H)}{\rho(H=0)} = -\frac{1}{2}(1-R) \frac{\Delta\rho}{\rho}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $R(H=0)$ и $R(H)$ — коэффициенты отражения света образцом, $\rho(H=0)$ и $\rho(H)$ — электросопротивления в отсутствие магнитного поля и в магнитном поле H соответственно; $\Delta\rho/\rho$ — абсолютное значение МС. Из выражения (1) следует, что большие значения МРЭ должны наблюдаться

^{*}) Институт геохимии и аналитической химии РАН им. В. И. Вернадского.

в системах с большим МС и малым коэффициентом отражения, т. е. не в металлических системах, а в наноструктурах. Необходимо отметить, что выражение (1) заведомо неприменимо к магниторефрактивному эффекту в нанокompозитах, так как его вывод основан на частотной зависимости металлической проводимости типа Друде–Лоренца.

При низких частотах вероятность туннелирования не зависит от частоты. Однако при высоких частотах возможно как уменьшение туннельной прозрачности, когда период электромагнитной волны становится меньше характерного времени туннелирования, так и увеличение вероятности туннелирования за счет поглощения туннелирующим электроном кванта света. Из простых оценок характерного времени туннелирования t , которое при ширине туннельного барьера $a = 1-3$ нм и фермиевской скорости $v_F = 10^8$ см/с составляет $t = a/v_F = 10^{-15} - 10^{-16}$ с, следует, что в ближней инфракрасной области спектра ($\lambda = 1-10$ мкм), $\omega\tau \ll 1$. Кроме того, очевидно, что в ближней инфракрасной области спектра характерное время туннелирования много меньше периода электромагнитной волны. Так как $\omega\tau \ll 1$ и вероятность туннелирования электронов на частоте $E_F + \hbar\omega$ зависит от фактора $[e^{\omega\tau} - 1]^2$ и мощности падающего излучения, то в ИК диапазоне спектра при плотности мощности излучения в пятне засветки заведомо меньшей 1 Вт/см², туннельное сопротивление ρ не зависит от частоты. Феноменологически рассматривая туннельный зазор как параллельно включенные электрическое сопротивление и конденсатор, можно найти, как это сделано в [5], сначала оптическую проводимость нанокompозита, а затем определить магниторефрактивный эффект (в [5] это сделано для p -компоненты линейно поляризованного света) через МС и оптические параметры. При нормальном падении света получаем выражения:

в случае отражения излучения

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

и в случае прохождения излучения

$$\tau = \frac{\Delta T}{T} = \frac{1}{2} \frac{\Delta\rho}{\rho} T k^2 \frac{2n^2 + n}{n^2 + k^2}. \quad (3)$$

Видно, что МРЭ в нанокompозитах с туннельным МС сложным образом связан с показателями преломления $n(\nu)$ и поглощения $k(\nu)$ среды. Эта связь указывает на возможность существования МРЭ как отрицательного, так и положительного знака, что позволяет объяснить экспериментальные данные по МРЭ, представляемые ниже.

В настоящей работе предпринята попытка комплексного изучения оптических свойств и МРЭ в отраженном излучении в ряде нанокompозитов ферромагнитный металл (Co, Fe, CoFe, аморфный сплав

CoFeZr) в диэлектрических матрицах окислов алюминия, кремния и титана. В отличие от ранних работ [5, 21] особое внимание мы уделили учету эффектов интерференции и затухания света как в немагнитных слоях, так и в самой ферромагнитной пленке. Именно при учете оптических параметров материала подложки достигаются наилучшие количественные соответствия эксперимента и теории.

Принципиально важным для выяснения природы магниторефрактивного эффекта в нанокompозитах является экспериментальное подтверждение того, что МРЭ в этих системах связан с туннельным магнитосопротивлением, а не является следствием, как уже говорилось, 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 установление корреляции между полевыми зависимостями МРЭ и МС, измеряемыми на одних и тех же образцах и в одном и том же диапазоне магнитных полей. Для этой цели были проведены исследования полевой зависимости МРЭ в ряде нанокompозитов.

Причины, по которым обращаются к исследованиям поляризационных и угловых зависимостей новых эффектов, в частности МРЭ, заключаются в том, что по характеру частотных зависимостей спектров $\xi(\nu)$ для p - и s -волн, а также зависимости спектров $\xi_{p,s}(\nu)$ от угла падения излучения на ферромагнитное зеркало отсеиваются те или иные эффекты. Наконец, основная причина измерений $\xi_{p,s}(\nu, \varphi)$ состоит в получении информации, необходимой для построения моделей МРЭ и проверки их соответствия экспериментам. В данной работе мы проводили поляризационные и угловые исследования МРЭ и оптического отражения в ряде гранулированных нанокompозитов.

Особое внимание в работе обращено на еще не выясненные или дискуссионные вопросы. В частности, на связь между изменениями оптических и магнитооптических свойств и туннельным МС металлодиэлектрических гранулированных пленок в широком диапазоне концентрации компонентов, включающем порог перколяции, а также на роль диэлектрической матрицы в формировании МРЭ.

1. Образцы

Исследуемые образцы нанокompозитов можно распределить в соответствии со способами синтеза. Пленки гранулированных нанокompозитов $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$, $\text{Co}_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$, $\text{Co}_{50.2}\text{Ti}_{9.1}\text{O}_{40.7}$ были изготовлены методом радиочастотного магнетронного распыления [13]. Все образцы содержат гранулы ферромагнитного металла или сплава, размер которых 2–5 нм, и которые хаотично распределены в матрицах оксидов алюминия, кремния и титана. Составы образцов, значения их толщин, величины МС в поле $H = 10$ кЭ; максимальные значения

Таблица 1

Составы образцов	Толщина пленок, мкм	МС, % $\delta H = \pm 10$ кЭ	МРЭ		ЭЭК, $\delta \cdot 10^3$, 0.97 эВ
			$\xi(\nu)$, %	ν , см^{-1}	
$\text{Co}_{43}\text{Al}_{22}\text{O}_{35}$ *	2	8.5	0.8	1100	
$\text{Co}_{47}\text{Al}_{19.3}\text{O}_{33.7}$	2.1	6			-1.26
$\text{Co}_{50.3}\text{Al}_{20.4}\text{O}_{29.3}$	2.62	9.2	-1.0	1200	-6.2
$\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$	1.91	9.2	-0.9	1100	-5.58
$\text{Co}_{52.4}\text{Al}_{18.6}\text{O}_{29}$	2.02	7.8			-6.6
$\text{Co}_{55.2}\text{Al}_{19}\text{O}_{25.8}$	2.62	4.8	-0.6	1000	-7.1
$\text{Co}_{52.3}\text{Si}_{12.2}\text{O}_{35.5}$	1.67	4.1	+0.7	1300	-10.4
$\text{Co}_{50.2}\text{Ti}_{9.1}\text{O}_{40.7}$	2.02	5.8	-0.7	1030	-3.65

* ат. %.

величины МРЭ в поле 1.6 кЭ для $\varphi = 45^\circ$, а также значения ЭЭК [22] тех же образцов при $\varphi = 70^\circ$ в поле 2.25 кЭ и для энергии световых квантов 0.97 эВ приводятся в табл. 1 и 2. Детальное описание процедуры приготовления образцов, методы и результаты измерений их химического состава, структуры, электрических и магнитных параметров даны в [13, 23].

Таблица 2

Составы образцов	МС, % (10 кЭ)	ЭЭК, $\delta \cdot 10^3$, 1.7 эВ
$\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$		+6
$(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_{34}(\text{SiO}_{1.7})_{66}$	2.8	-6
$(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_{40}(\text{SiO}_{1.7})_{60}$	3.3	-10
$(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_{47}(\text{SiO}_{1.7})_{53}$	2.3	-15.8
$(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_{57}(\text{SiO}_{1.7})_{43}$	0.15	-12.5

Пленки аморфного ферромагнитного сплава $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$ в аморфной матрице двуокиси кремния $\alpha\text{-SiO}_2$ были получены методом ионно-лучевого распыления составных мишеней [24]. При одновременном распылении металлического сплава и диэлектрика из составной мишени с переменным расстоянием между пластинами кварца в едином технологическом цикле формировалась гранулированная структура с широким непрерывным набором концентраций металлической фазы (размер гранул от 2 до 7 нм в зависимости от соотношения фаз).

Пленки системы Fe-SiO_n , были изготовлены методом двойного ионно-лучевого распыления на кремниевые подложки Fe и SiO_2 из составной мишени, позволяющей менять соотношение ферромагнетика и диэлектрика. Характерный размер гранул ~ 4 нм, толщина пленок 0.2–0.8 мкм [25].

2. Методы исследования и детали экспериментов

В интервале частот $500\text{--}7000 \text{ см}^{-1}$ дисперсия оптического отражения и магнитооптического эффекта в зависимости от частоты, поляризации, угла падения света и магнитного поля измерялась на

установке, описанной в [5], в которую мы внесли ряд конструктивных изменений, касающихся в основном МО приставки Фурье-спектрометра FTIR PU9800.

В МО приставку (рис. 1) введены съемные зеркала, что позволило проводить измерения МРЭ не только при падении излучения на образец под фиксированным углом $\varphi = 50^\circ$, но и при меньших углах. В измерениях МРЭ при угле падения света, близком к нормальному ($\varphi \sim 8^\circ$), например, исключается вклад экваториального эффекта Керра (ЭЭК), который при нормальном падении света зануляется. Постоянный магнит был заменен электромагнитом ($H_{\text{max}} \approx 1700$ Э), что позволило создавать два устойчивых магнитных состояния образца: намагниченное до $\pm M(H)$ и полностью размагниченное $M_r = 0$ при $H = 0$, что необходимо для наблюдения четных эффектов. Введение сеточного поляризатора KRS-5 позволило проводить измерения либо на p -, либо на s -компонентах линейно поляризованного света. МО приставка помещалась в магнитный экранирующий кожух, чтобы исключить или уменьшить как влияние внешних магнитных полей и фоновых засветок, так и влияние магнитного поля на электронную схему и приемник излучения спектрометра. И, наконец, мы разработали методику измерения разности интенсивностей излучения, отраженного образцом

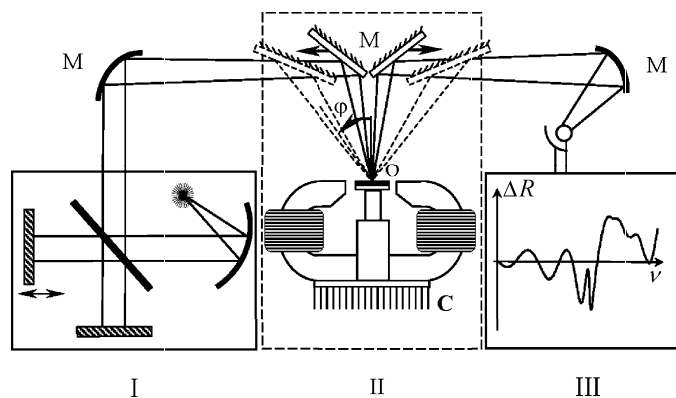


Рис. 1. Блок-схема измерительной установки для измерения магнитооптического эффекта: I — фурье-спектрометр, II — магнитооптический модуль: O — образец, M — зеркала, C — электромагнит на теплоотводящей пластине; III — регистрирующая часть

в размагниченном $I(0)$ и намагниченном $I(H)$ состояниях, а не отношение этих интенсивностей, как было раньше [5]. Эта операция позволила уменьшить «вклад» шумов, что оказывается особенно важным при малых значениях измеряемых эффектов. Деление полученной разности ΔI на интенсивность света, измеренную при $H = 0$, определяет величину МРЭ в соответствии с формулой

$$\xi(\nu, H) = \frac{I(\nu, H = 0) - I(\nu, H)}{I(\nu, H = 0)} = \frac{R(\nu, H = 0) - R(\nu, H)}{R(\nu, H = 0)}, \quad (4)$$

в которой интенсивности света заменены пропорциональными им энергетическими коэффициентами отражения $R(\nu, H = 0)$ и $R(\nu, H)$.

В результате проведенных изменений и усовершенствований стало возможно проводить измерения оптического отражения и МРЭ не только при наклонном падении света, но и при нормальном падении в полностью размагниченных образцах, а не в состоянии остаточного намагничивания, как было раньше. В результате применения операций накопления (по 1000 сканам) взаимно обратимых циклов и сглаживания уровень шумов был понижен до 10^{-4} в области частот $500\text{--}1500\text{ см}^{-1}$. Все измерения оптического отражения и МРЭ проведены со спектральным разрешением 4 см^{-1} при комнатной температуре.

В используемой нами геометрии наблюдения МО эффектов на p -волне линейно-поляризованного света (**Е 1 М**) одновременно могут проявляться три интенсивностных эффекта: линейный по намагниченности **М ЭЭК** и два квадратичных по **М** — ориентационный (**ОМЭ**) и МРЭ. Применяемые для исследования магнитооптических эффектов Керра чувствительные динамические МО установки на 2–3 порядка выше статических [2], но они принципиально не могут быть использованы в ряде случаев. В частности при перемагничивании образца невозможно обнаружить четные МО эффекты. Такие эффекты можно выделить при однополярном намагничивании ферромагнетика [7, 10].

Нами разработана компьютерная программа для расчета комплексных показателей преломления исследуемого слоя, входящего в многослойную систему, в предположении, что оптические характеристики других слоев известны либо из литературных источников, либо могут быть введены в программу в качестве известных данных из предварительных расчетов более простых систем. Так, например, для расчета оптических констант пленки в четырехслойной системе воздух–пленка–подложка–воздух, оптические параметры подложки, вводимые в модель, предварительно рассчитываются из экспериментальных данных, полученных для трехслойной системы воздух–подложка–воздух. Созданная программа

позволяет варьировать как толщину слоев, так и угол падения света, и поляризацию.

Нахождение пар оптических констант неизвестного слоя представляется следующим образом. На каждой частоте в координатах показателей преломления и поглощения строятся изолинии (номограммы) экспериментально измеренных коэффициентов пропускания или отражения, их пересечение выявляет пару n и k , удовлетворяющих значениям $R(\nu)$ и $T(\nu)$ на рассматриваемой частоте излучения ν и соответственно являющихся решением. Такая операция осуществляется для каждого значения ν в измеряемом интервале частот, шаг, с которым меняется частота, задается спектральным разрешением спектрометра при измерении $R(\nu)$ и $T(\nu)$. Проверка работоспособности компьютерной программы проводилась на трехслойной системе «плоская пластина кремния в воздушной среде», а также на жидкостях (вода, спирт).

3. Результаты эксперимента и их обсуждение

а) Дисперсия оптических и магнитооптических спектров

На рис. 2 приведены спектры частотной зависимости коэффициента отражения $R(\nu)$ наноконпозитов $\text{Co}_{47}\text{Al}_{19.3}\text{O}_{33.7}$, $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$, $\text{Co}_{55.2}\text{Al}_{19}\text{O}_{25.8}$, а также сапфира Al_2O_3 и поликристаллического кобальта, измеренные при угле падения света 45° на p -компоненте линейно-поляризованного света. В диапазоне волновых чисел $3500\text{--}5500\text{ см}^{-1}$ для образца $\text{Co}_{47}\text{Al}_{19.3}\text{O}_{33.7}$, в диапазоне $3000\text{--}5500\text{ см}^{-1}$ для образца $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$ и в диапазоне $2000\text{--}5500\text{ см}^{-1}$ для образца $\text{Co}_{55.2}\text{Al}_{19}\text{O}_{25.8}$ отражательная способность практически не зависит от частоты. При меньших энергиях характер спектров $R(\nu)$ этих композитов усложняется. Известно [26], что вблизи порога перколяции наноконпозиты становятся относительно прозрачными, поэтому даже для сравнительно толстых пленок нельзя полностью пренебрегать интерференцией света, отраженного на границах пленка–воздух и пленка–подложка. По этой причине для исследуемых наноконпозитов в области больших длин волн в спектрах коэффициента отражения $R(\nu)$ наблюдаются осцилляции, при этом наибольшие изменения $R(\nu)$ приходятся на область $1000\text{--}3500\text{ см}^{-1}$ для образца $\text{Co}_{47}\text{Al}_{19.3}\text{O}_{33.7}$, $1000\text{--}3000\text{ см}^{-1}$ для образца $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$ и $1000\text{--}1800\text{ см}^{-1}$ для образца $\text{Co}_{55.2}\text{Al}_{19}\text{O}_{25.8}$. Ниже 1000 см^{-1} осцилляции исчезают, что связано с резким возрастанием поглощения в матрице Al_2O_3 [26]. В спектре частотной зависимости коэффициента отражения поликристаллического кобальта не обнаружено каких-либо особенностей и величина $R(\nu)_{\text{Co}}$ плавно изменяется в пределах $65\text{--}75\%$.

Сопоставление спектров отражения линейно-поляризованного излучения всех наноконпозитов, со-

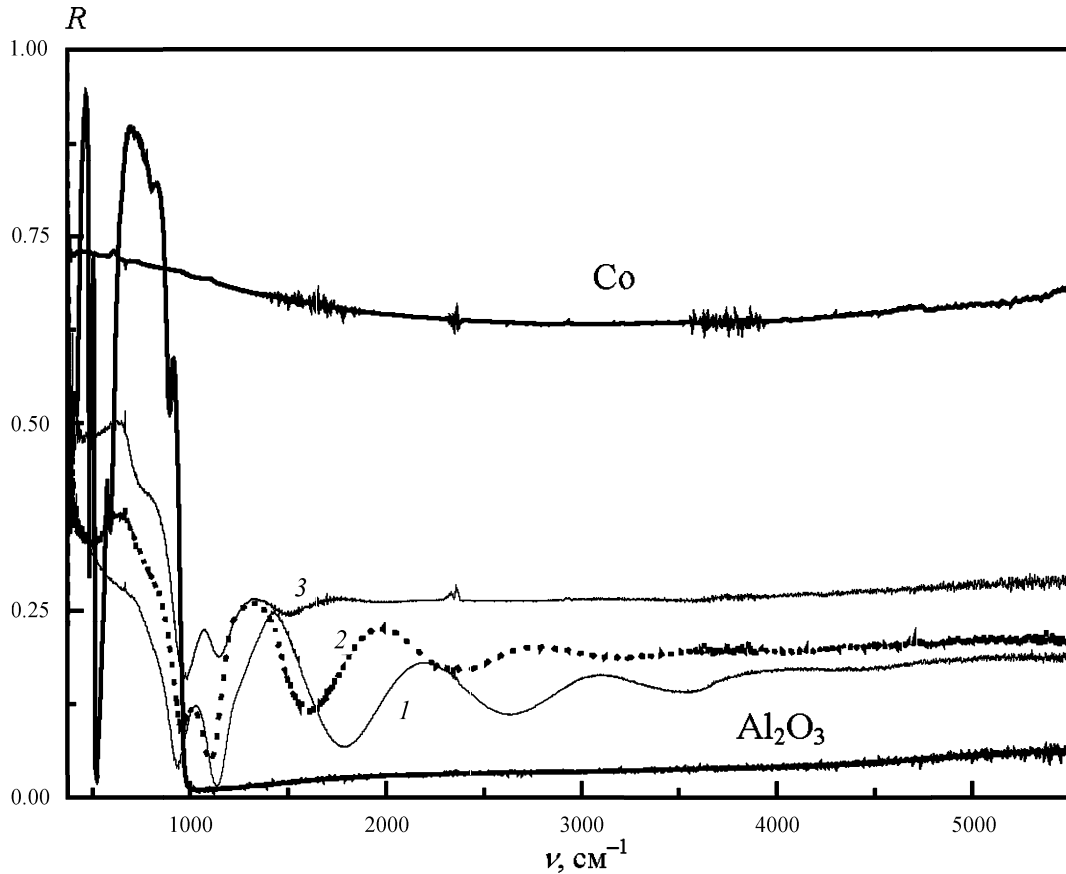


Рис. 2. Частотная зависимость коэффициента отражения $R(\nu)$ нанокompозита $\text{Co}_{47}\text{Al}_{19.3}\text{O}_{33.7}$ (1), $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$ (2), $\text{Co}_{55.2}\text{Al}_{19}\text{O}_{25.8}$ (3), Al_2O_3 и поликристаллического кобальта для p -компоненты линейно поляризованного света; $\varphi = 45^\circ$

держащих гранулированный ферромагнетик Co, диспергированный в матрице оксида алюминия с соответствующим спектром кристаллического Al_2O_3 , приводит к заключению, что наиболее ярко выраженный минимум в спектрах $R(\nu)$ нанокompозитов в области частот $950\text{--}1100\text{ см}^{-1}$ связан с возбуждением оптической продольной фононной моды в Al_2O_3 [15, 27, 28]. В нанокompозитах, полученных методом тандемного радиочастотного магнетронного распыления [12, 13], диэлектрическая матрица оксида алюминия является аморфной с более тесным расположением атомов в ближайшем окружении, чем в кристаллическом аналоге. Поэтому можно считать, что экспериментально установленный факт уширения обсуждаемого минимума обусловлен аморфной природой матрицы нанокompозита и нанокристаллическостью (а возможно, и аморфностью) гранул металла.

Утверждение об интерференционном происхождении осцилляций в спектрах $R(\nu)$ подтверждается следующими соображениями. Разность частот $\Delta\nu$ между двумя соседними экстремальными значениями коэффициента отражения $R(\nu)$ определяется формулой [29]

$$\Delta\nu = \frac{1}{2d\sqrt{n^2 - \sin^2\varphi}}, \quad (5)$$

где φ — угол падения, n — показатель преломления пленки, d — толщина пленки.

Найденная из спектров частотной зависимости коэффициента отражения $R(\nu)$ (рис. 2), величина интервала $\Delta\nu$ составляет $\sim 700\text{ см}^{-1}$ для образца $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$ в диапазоне частот $1300\text{--}3000\text{ см}^{-1}$. Согласно [30] типичный показатель преломления для нанокompозита из области перколяции $n \sim 3.5$. Полученная в соответствии с (5) оценка толщины образца, например, для нанокompозита $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$ составляет 2.1 мкм , что хорошо согласуется с измеренным значением толщины этого образца, которое равно 1.91 мкм (см. табл. 1).

На рис. 3 представлены спектры частотной зависимости МРЭ $\xi(\nu)$ нанокompозитов $\text{Co}_{43}\text{Al}_{22}\text{O}_{35}$ (1), $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$ (2), $\text{Co}_{55.2}\text{Al}_{19}\text{O}_{25.8}$ (3) для p -компоненты линейно поляризованного света, полученные в магнитном поле 1.6 кЭ при угле падения 45° . Наибольшие значения МРЭ достигаются в тех областях спектра, где отражение минимально, так, например, для образца $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$ при $\nu \sim 1100\text{ см}^{-1}$ МРЭ достигает максимальной величины 0.9% . В области частот больших 1000 см^{-1} , так же как и коэффициент отражения, МРЭ носит осцилляционный характер с «периодами», уменьшающимися с ростом частоты.

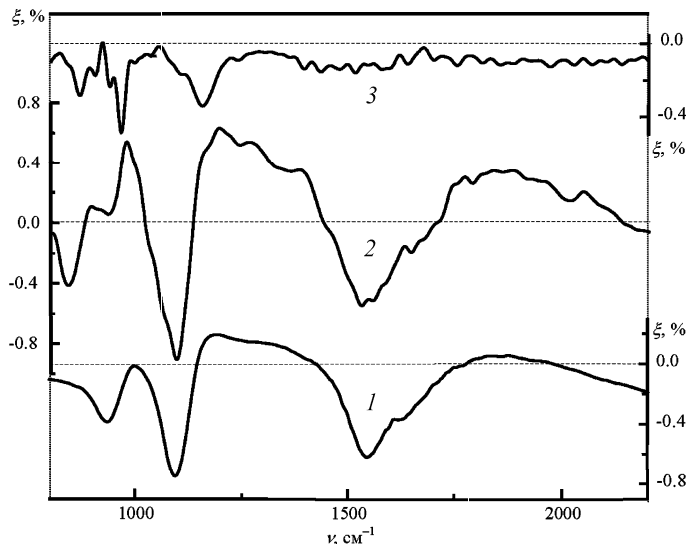


Рис. 3. Дисперсия магнитопреломляющего эффекта нанокомпозитов $\text{Co}_{43}\text{Al}_{22}\text{O}_{35}$ (1), $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$ (2), $\text{Co}_{55.2}\text{Al}_{19}\text{O}_{25.8}$ (3) для p -компоненты линейно поляризованного света; $\varphi = 45^\circ$

Более тонкому образцу $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$ соответствует больший период осцилляций $\Delta\nu \sim 700 \text{ см}^{-1}$ в диапазоне частот $1300\text{--}3000 \text{ см}^{-1}$ как в $\xi(\nu)$, так и в $R(\nu)$. По характеру дисперсии спектров МРЭ и коэффициента отражения, а также по величине периодов осцилляций, полученных в теоретических оценках с учетом реальных толщин и комплексных показателей преломления данных нанокмозитов, можно утверждать, что осцилляции $\xi(\nu)$, так же как и $R(\nu)$, имеют интерференционное происхождение. Об этом свидетельствуют и данные исследований дисперсии спектров оптического отражения МРЭ образцов с наночастицами ферромагнитного Co , внедренного в различные диэлектрические матрицы.

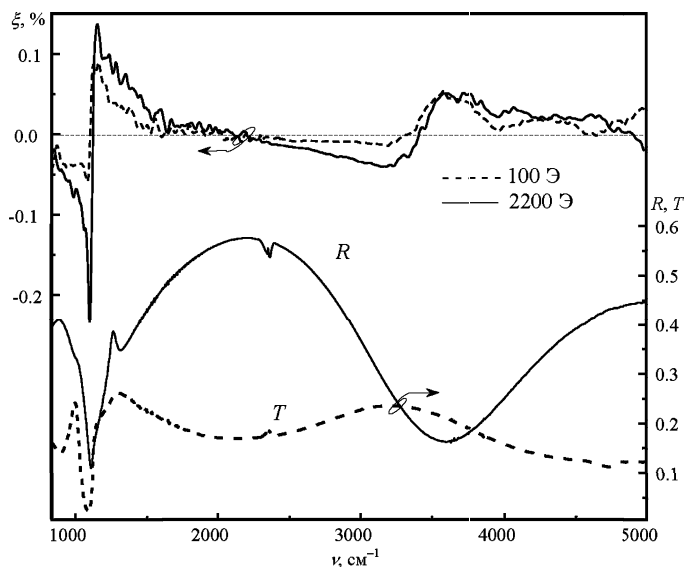


Рис. 4. Дисперсия коэффициента отражения $R(\nu)$ на p -компоненте линейно поляризованного света ($\varphi = 45^\circ$), коэффициента пропускания $T(\nu)$ ($\varphi = 0^\circ$) и магнитопреломляющего эффекта $\xi(\nu)$ ($\varphi = 8^\circ$) для двух значений магнитного поля H нанокмозита $(\text{Fe})_{0.55}(\text{SiO}_2)_{0.45}$

Спектры частотной зависимости магнитопреломляющего эффекта и коэффициента отражения некоторых нанокмозитов гранулированный ферромагнитный металл в матрице окиси кремния приводятся на рис. 4, 5. В общих чертах характер этих спектров аналогичен соответствующим спектрам нанокмозитов кобальта в матрице окиси алюминия. В спектрах отражения, пропускания и МРЭ на p -компоненте (рис. 4) для нанокмозита $(\text{Fe})_{0.55}(\text{SiO}_2)_{0.45}$, напыленного на подложку кремния, в области частот $500\text{--}1300 \text{ см}^{-1}$ наблюдается ряд полос поглощения матрицы SiO_2 — это оптические фоновые моды, которые связаны с поперечными $\nu \sim 800$ и 1070 см^{-1} и продольными $\nu \sim 1200$ и 1240 см^{-1} фоновыми модами [31, 32]. В области волновых чисел $\nu > 1300 \text{ см}^{-1}$ видны характерные биения, обусловленные интерференцией излучения в пленке нанокмозита. Оценка толщины пленки, полученная на основании формулы (5) дает $d \sim 0.58 \text{ мкм}$,

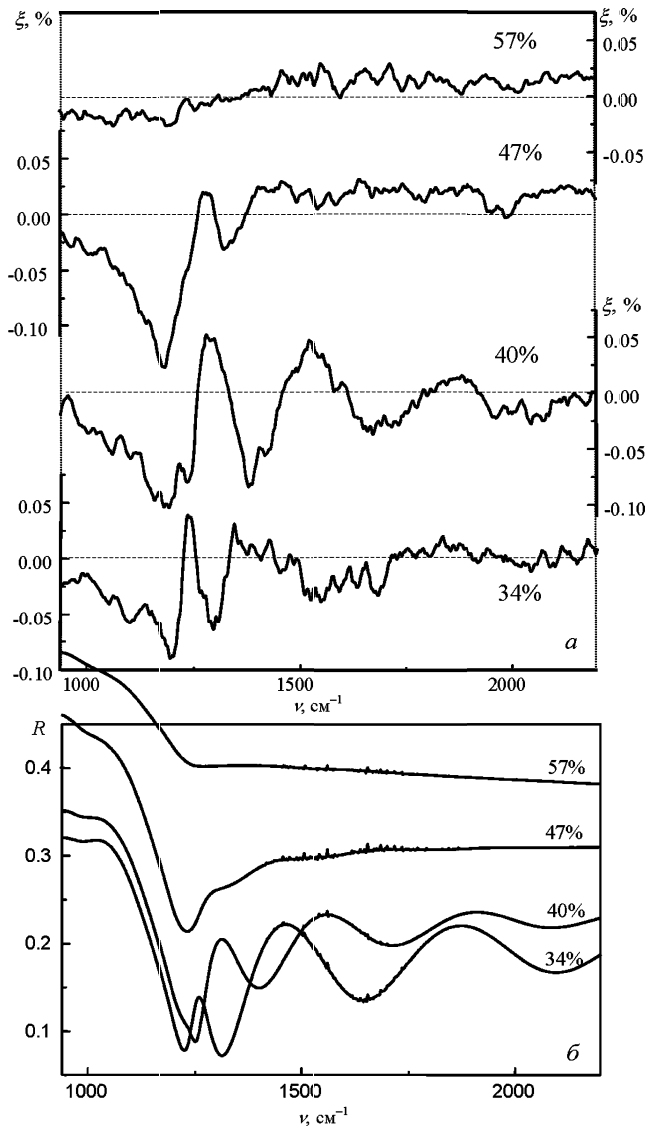


Рис. 5. Частотная зависимость (а) магнитопреломляющего эффекта и (б) коэффициента отражения нанокмозитов $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{SiO}_{1.7})_{100-x}$; $x = 57, 47, 40, 34$; магнитное поле 1700 Э ; $\varphi = 8^\circ$

что находится в согласии с экспериментальными данными для этой пленки: $d_{\text{exp}} = 0.5$ мкм [25]. Следует заметить, что в данном нанокompозите величина МРЭ в максимуме составляет 0.2 % в поле $H = 2.2$ кЭ. Не велико и магнитосопротивление образца в этом же магнитном поле ($\Delta\rho/\rho$ не превышает 1.2 %). Отметим еще одно обстоятельство, связанное с влиянием магнитного поля на МРЭ. Как видно из рис. 4, значение МРЭ нелинейно (быстрее, чем $\xi \sim H^2$) увеличивается с ростом H . Магниторефрактивный эффект в относительно небольшом поле 100 Э достигает 0.1%, что соответствует половине максимального значения $\xi(\nu)_{\text{max}}$, наблюдаемого в поле 2200 Э.

На рис. 5 приведены результаты измерений дисперсии магниторефрактивного эффекта и оптического отражения для ряда нанокompозитов $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{SiO}_{1.7})_{100-x}$ (аморфный ферромагнетик — аморфная матрица). Спектры соответствуют p -компоненте линейно поляризованного света, в магнитном поле $H = 1700$ Э, при угле падения излучения $\varphi = 8^\circ$.

Измерения показали, что для образцов всех концентраций в интервале частот $500\text{--}7000$ см $^{-1}$ коэффициент отражения $R(\nu)$ в 2–3 раза ниже, чем для чистых металлов, входящих в состав гранул, и практически не зависит от частоты в диапазоне $2500\text{--}7000$ см $^{-1}$. В диапазоне $2500\text{--}1500$ см $^{-1}$ отмечается незначительное уменьшение $R(\nu)$ для образцов с концентрациями менее 47 ат.%, и затем в интервале частот $1400\text{--}1100$ см $^{-1}$ наблюдается резкое уменьшение $R(\nu)$ с последующим ($\nu < 1100$ см $^{-1}$) возрастанием коэффициента отражения, что связано с поглощением в матрице окиси кремния. Минимальные значения $R(\nu)$ приходятся на образцы из диапазона концентраций 34–47 ат.%, находящиеся вблизи порога перколяции, определяемого по данным концентрационных зависимостей удельного сопротивления и магнитосопротивления [24], а также по данным ЭЭК [33] и соответствующего $x_{\text{perc}} \approx 43$ ат.%. Осцилляционное поведение $R(\nu)$ для образцов указанного диапазона концентраций в интервале частот $1100\text{--}1400$ см $^{-1}$ связано с интерференцией света, отраженного на границах пленка-воздух и пленка-подложка. При этом наибольшие изменения $R(\nu)$ приходятся на узкий интервал частот 1250 ± 200 см $^{-1}$, в котором коэффициент отражения изменяется более чем в три раза.

В образцах с большим содержанием металлической фазы ($x = 57$ ат.%) МС мало ($\Delta\rho/\rho \approx 0.2\%$); МРЭ также мал и не превосходит 0.03%. Это согласуется с теорией [5], где показано, что малые значения МС коррелируют с незначительными величинами МРЭ, и, наоборот, большим значениям МС, как это имеет место в образцах с $x < 47$ ат.%, соответствуют большие магниторефрактивные эффекты. Кроме того, в соответствии с выражениями (1) и (2)

в образцах с меньшими значениями коэффициентов отражения также должны наблюдаться большие МРЭ. Об этом свидетельствует эксперимент (рис. 5), из которого следует, что максимальное значение МРЭ при $\nu \approx 1200$ см $^{-1}$ совпадает с минимальными коэффициентами отражения при этом же значении волнового числа.

Несмотря на наблюдаемую корреляцию между магнитосопротивлением и магниторефрактивным эффектом, небольшие значения МРЭ для системы, состоящей из аморфного ферромагнитного сплава (CoFeZr) в диэлектрической матрице SiO $_2$, требуют дополнительных доказательств того, что наблюдаемый эффект действительно является новым и не связан с традиционными МО эффектами. В работе [5, рис. 4] мы показали, что дисперсия МРЭ и на p -волне линейно поляризованного света и естественного света не зависят от поляризации излучения, продемонстрировав тем самым, что этот эффект не связан с нечетными МО эффектами, т. е. МРЭ является самостоятельным эффектом. Дополнительным подтверждением этого факта является изучение дисперсии МРЭ в поляризованном излучении при различных ориентациях внешнего магнитного поля (и вектора намагниченности) по отношению к плоскости поляризованного света: первая ситуация — вектор $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M}$ и электрический вектор световой волны $\mathbf{E} \perp \mathbf{M}$ (геометрия экваториального намагничивания — геометрия ЭЭК) и вторая — $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M}$ и $\mathbf{E} \parallel \mathbf{M}$ (геометрия наблюдения меридионального эффекта Керра). На рис. 6 приведены результаты измерений дисперсии МРЭ для нанокompозита Co $_{50.3}$ Al $_{20.4}$ O $_{29.3}$ с большим магнитосопротивлением $\Delta\rho/\rho = 9.2\%$. Видно, что спектры МРЭ в экваториальной и меридиональной геометриях совпадают, в то время как в геометрии классического меридионального эффекта Керра не должно было бы

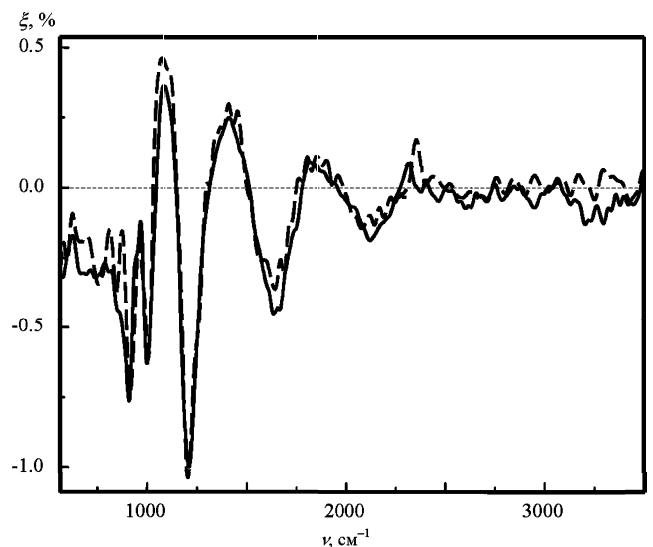


Рис. 6. Дисперсия МРЭ нанокompозита Co $_{50.3}$ Al $_{20.4}$ O $_{29.3}$ на p -компоненте линейно поляризованного света при экваториальном (штрих-пунктир; $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M}$, $\mathbf{E} \perp \mathbf{M}$) и меридиональном (сплошная линия; $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M}$, $\mathbf{E} \parallel \mathbf{M}$) намагничивании образца; $\varphi = 45^\circ$

наблюдаться каких-либо изменений интенсивности отраженного излучения — анализатор в эксперименте отсутствует. Аналогичные результаты получены и на других образцах. Учет влияния четного ориентационного МО эффекта, как недавно показано в [21], также не приводит к ощутимым вкладам в МРЭ, особенно при углах падения света, далеких от угла Брюстера, как в нашем случае. Таким образом, заключаем, что наблюдаемый эффект — *магниторефрактивный*.

б) Поляризационная и угловая зависимости магниторефрактивного эффекта и оптического отражения

На рис. 7, а представлены спектры частотной зависимости МРЭ и оптического отражения нанокompозита $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$ для p - и s -компонент линейно поляризованного света, в магнитном поле $H = 1600$ Э, для угла падения света $\varphi = 45^\circ$. Наибольшие значения эффектов наблюдаются на частоте $\nu \sim 1100$ см^{-1} и составляют $\xi_p = -0.9\%$, $\xi_s = -0.35\%$, а разница МРЭ $|\xi_p - \xi_s| \sim 0.55\%$, тогда как значения коэффициентов отражения равны $R_p \sim 0.05$, $R_s \sim 0.2$, т.е. меньшему коэффициенту отражения соответствует больший магниторефрактивный эффект.

Резкие различия эффектов (особенно спектров МРЭ) на p - и s -компонентах линейно поляризованного света наблюдались для образцов, содержащих гранулы кобальта в матрице оксида титана. В нанокompозите $\text{Co}_{50.2}\text{Ti}_{9.1}\text{O}_{40.7}$ (рис. 8) величина $|\xi_p - \xi_s|$ составляет 0.6% на частоте 1000 см^{-1} . Такие же большие различия эффектов на p - и s -компонентах наблюдаются в нанокompозитах кобальта, содержащих гранулы в матрице окиси кремния; например в образце $\text{Co}_{52.3}\text{Si}_{12.2}\text{O}_{35.5}$ $|\xi_p - \xi_s| \sim 0.6\%$ для $\varphi = 45^\circ$ в области частот 1300–1600 см^{-1} . Характер спектров МРЭ этого образца на p - (рис. 9) и s -компонентах существенно отличается от спектров всех других исследованных нами образцов. А именно знак ξ_p -эффекта во всем спектральном диапазоне положительный, тогда как магнитосопротивление этого образца отрицательное ($\Delta\rho/\rho = -4.1\%$), как и в других нанокompозитах. Кроме того, в этом образце, в отличие от других нанокompозитов, обнаружены большие положительные величины МРЭ в области ближнего ИК излучения $\xi_p \sim 0.3\%$ при $\nu \sim 4000$ см^{-1} и $\xi_p \sim 0.35\%$ при $\nu \sim 5300$ см^{-1} , тогда как $\xi_s \sim -0.1\%$ практически во всем спектральном диапазоне.

Изучение зависимостей МРЭ от угла падения показало, что абсолютные значения ξ -эффекта на p -компоненте во всем ИК диапазоне несколько выше, чем на s -компоненте, и при переходе к большим углам падения света ξ_p практически не меняется, тогда как ξ_s уменьшается (на рис. 10 приведены спектры частотной зависимости МРЭ для p - и s -волн образца $\text{Co}_{50.3}\text{Al}_{20.4}\text{O}_{29.3}$ для $\varphi = 8$ и 45°).

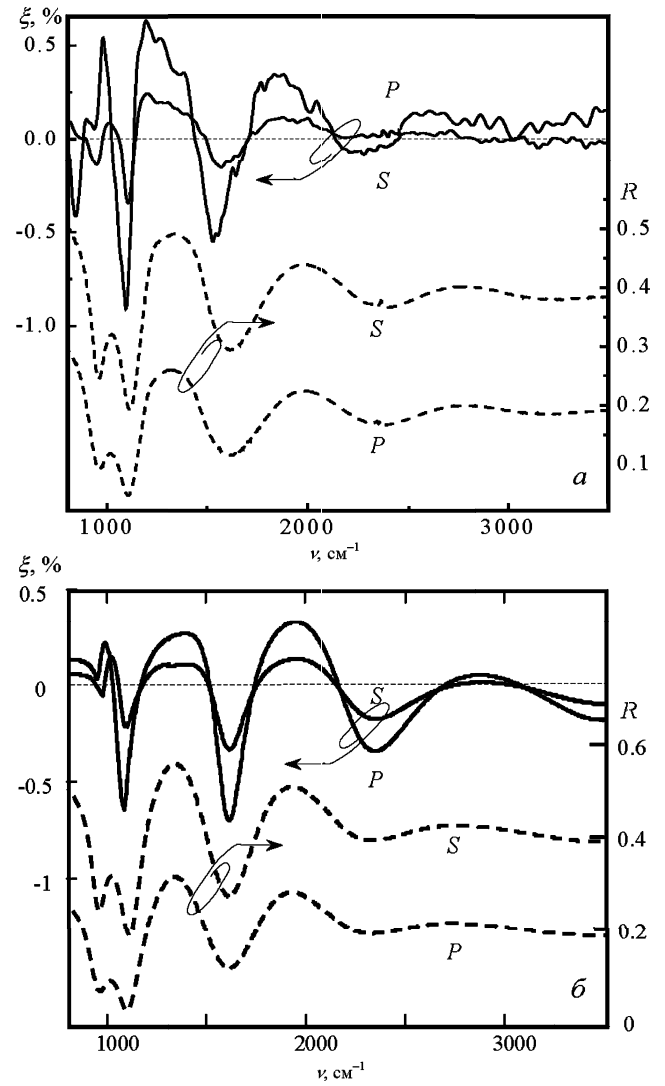


Рис. 7. Дисперсия МРЭ (сплошная линия) и коэффициента отражения R (пунктир) нанокompозита $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$ для s - и p -поляризованного света; $H = 1600$ Э; $\varphi = 45^\circ$; (а) — эксперимент, (б) — теоретический расчет

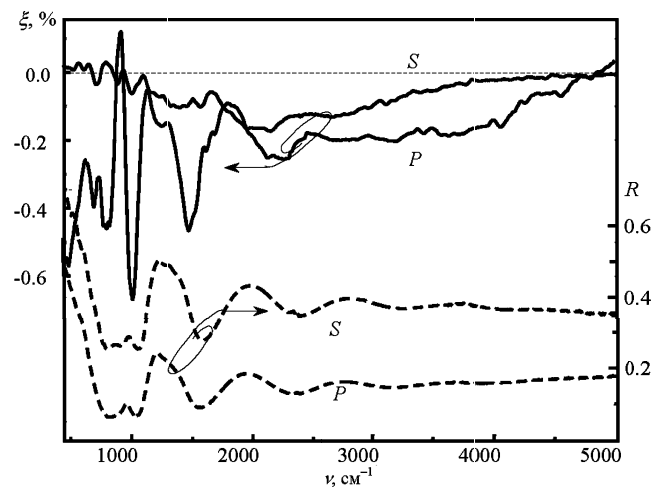


Рис. 8. Частотная зависимость МРЭ (сплошные линии) и коэффициента отражения (пунктир) нанокompозита $\text{Co}_{50.2}\text{Ti}_{9.1}\text{O}_{40.7}$ для s - и p -поляризованного света; $\varphi = 45^\circ$

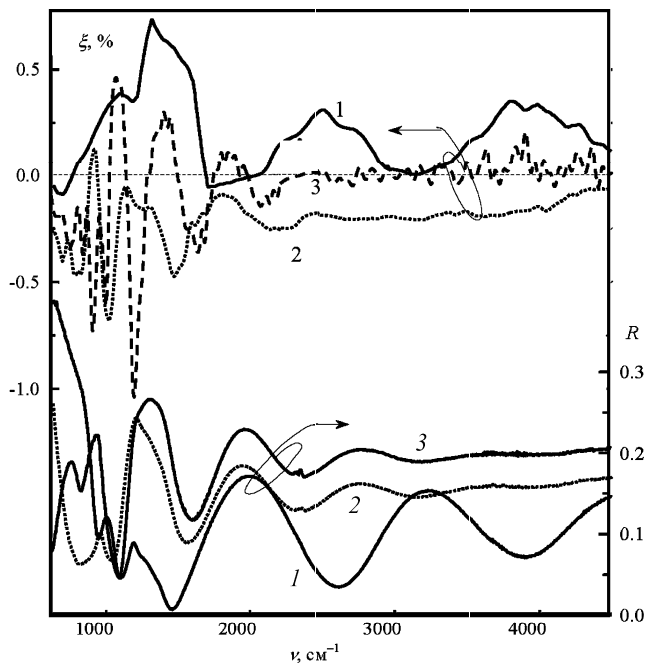


Рис. 9. Дисперсия МРЭ и R для p -поляризованного света нанокompозитов $\text{Co}_{52.3}\text{Si}_{12.2}\text{O}_{35.5}$ (1), $\text{Co}_{50.2}\text{Ti}_{9.1}\text{O}_{40.7}$ (2), $\text{Co}_{50.3}\text{Al}_{20.4}\text{O}_{29.3}$ (3); $\varphi = 45^\circ$

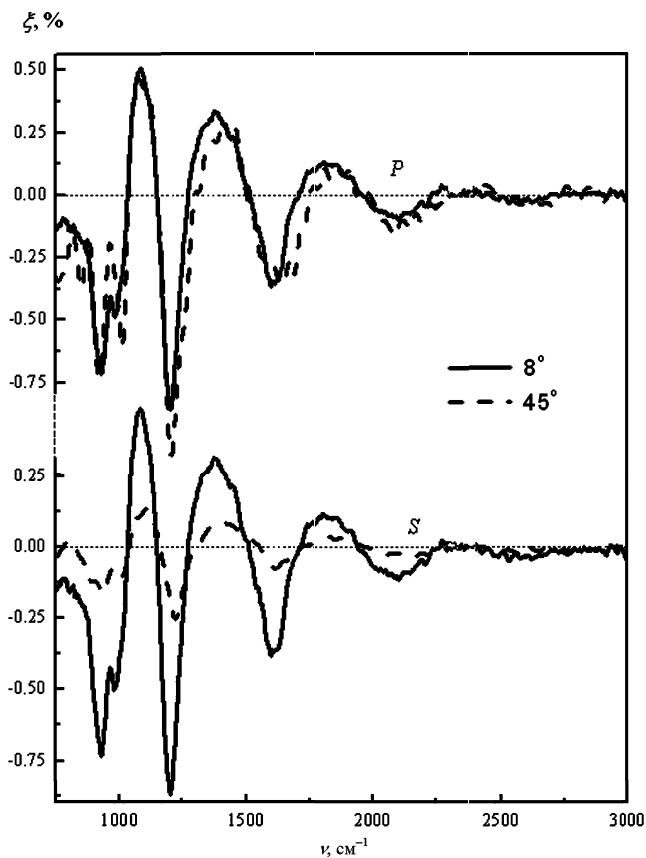


Рис. 10. Частотная зависимость МРЭ нанокompозита $\text{Co}_{50.3}\text{Al}_{20.4}\text{O}_{29.3}$ для p - и s -компонент линейно поляризованного света при двух углах падения света $\varphi = 8$ и 45° ; $H = 1600 \text{ \AA}$

Расчеты, проведенные в рамках модели высокочастотного спин-зависимого туннелирования [21] спектров поляризационной и угловой зависимостей МРЭ этого ферромагнетика и ряда других нанокompозитов металл-диэлектрик, подтверждают такое поведение $\xi_{s,p}(\varphi, \nu)$ и показывают, что в области малых углов падения света (как в нашем случае до 45°) МРЭ и на s -, и на p -волнах слабо зависит от φ . При увеличении угла падения ξ_p -эффект должен нарастать и достигать больших (порядка десяти процентов) значений в районе угла Брюстера.

Представленные в этом разделе экспериментальные данные показывают, что, во-первых, спектры оптического отражения и МРЭ нанокompозитов существенно различаются для p - и s -компоненты линейно поляризованного света. Во-вторых, характер дисперсии МРЭ в нанокompозитах, содержащих ферромагнетик одинаковой концентрации в различных диэлектрических матрицах, существенно различен. Наиболее сильно это проявляется в области локализации оптических фононных мод диэлектрика.

Обнаружение в узком диапазоне длин волн в окрестности $\lambda = 9 \text{ мкм}$ при угле падения $\varphi = 65^\circ$ p -поляризованного света значительного магнитоиндуцированного изменения оптических свойств Al_2O_3 [15], которое авторы называют также МРЭ, требует отдельного анализа. Следует заметить, что указанные условия наблюдения ($\lambda = 9 \text{ мкм}$, $\varphi = 65^\circ$) соответствуют весьма малому отражению. Поэтому из-за больших флуктуаций более правомерным было бы измерять разность ΔR , а не параметр МРЭ. Мы выполнили измерения и ξ , и ΔR для монокристаллического Al_2O_3 во всем исследуемом спектральном диапазоне в полях до 1.6 кЭ и для углов падения света $8 \div 45^\circ$ и не нашли в пределах погрешности измерений изменений в спектральных зависимостях коэффициента отражения света $R(\nu)$ при намагничивании образца (рис. 11). Сигнал МРЭ из шумов практически не выделяется. Отсюда можно с уверенностью заключить, что в наших условиях эксперимента ($\varphi = 45^\circ$, на p - и s -компонентах, $H = 1.6 \text{ кЭ}$) диэлектрическая матрица Al_2O_3 не дает вклада в измеряемый сигнал МРЭ. Весь комплекс данных показывает, что материал кристаллической диэлектрической матрицы (Al_2O_3 , SiO_2 , TiO_2) влияет на оптические параметры нанокompозита и туннельное МС, косвенно изменяя и МРЭ. 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 нами выявлено не было.

Можно добавить, что в соответствии с нашими экспериментальными данными по оптическому отражению, и особенно по МРЭ, в нанокompозитах семейства CoAlO положение и спектральная ширина особенностей существенно зависят от многих

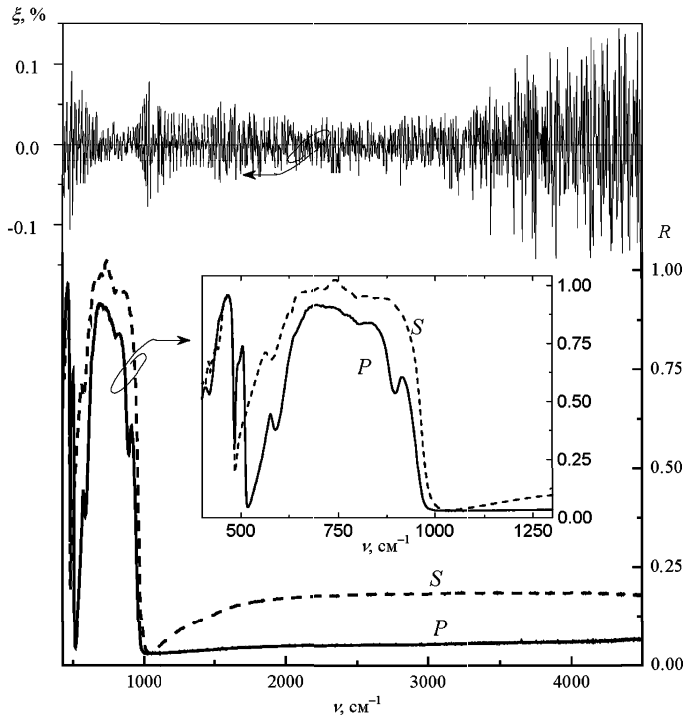


Рис. 11. Дисперсия коэффициента отражения $R(\nu)$ и МРЭ (шумы установки) Al_2O_3 для s - и p -компонент (сплошная линия) линейно поляризованного света; $\varphi = 45^\circ$. На вставке — детальная спектрограмма коэффициентов отражения в области локализации продольных фоновых мод

причин, например структуры диэлектрика, толщины пленки, технологических условий, от небольших изменений компонентного состава и т. д.

в) Влияние магнитного поля на магнитооптические эффекты в нанокompозитах

Влияние магнитного поля на отражательную способность гранулированных диэлектрических пленок для одного из образцов семейства CoAlO показано на рис. 12. Изополевые спектры $\xi(\nu)$ для p -компоненты линейно поляризованного света получены в диапазоне частот $750\text{--}2200\text{ см}^{-1}$ при угле падения, близком к нормальному. Максимальные значения эффекта, т. е. значения $\xi(\nu) \geq 0.6\%$ для образца, достигшего состояния технического магнитного насыщения, наблюдаются при $H > 1300$ Э. Зависимость $\xi(H)$, как видно из вставки к рисунку, носит нелинейный характер. Аналогичное поведение спектров $\xi(\nu, H)$ наблюдается на s -компоненте линейно поляризованного света и не только в нанокompозитах на основе матрицы оксида алюминия, но и в других системах [14]. Рис. 13 демонстрирует хорошее совпадение кривых полевой зависимости МРЭ и ТМС для образца $\text{Co}_{46}\text{Al}_{22}\text{O}_{32}$. Видно, что оба эффекта являются четными функциями магнитного поля. Подобная корреляция в нанокompозите $\text{Co}_{43}\text{Al}_{22}\text{O}_{35}$, но для угла падения света $\varphi = 50^\circ$ отмечалась в [11] и еще раньше для гранулированной пленки металл–металл Co-Ag , но в случае МРЭ на проходящем излучении [34].

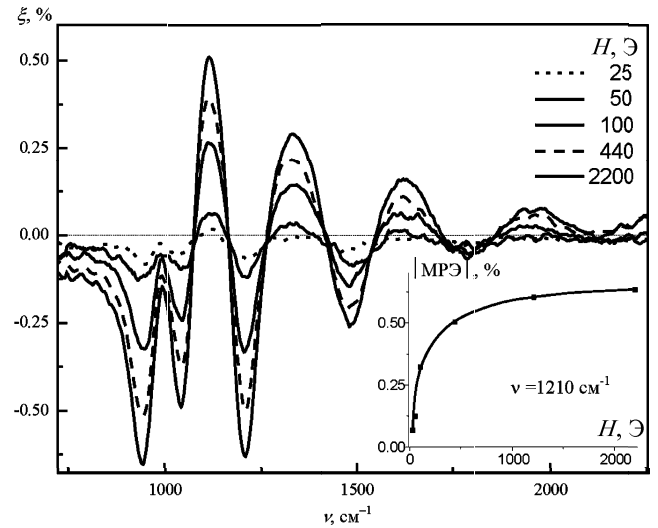


Рис. 12. Частотная зависимость магнитооптического эффекта нанокompозита $\text{Co}_{46}\text{Al}_{22}\text{O}_{32}$ для ряда значений магнитного поля H , Э; $\varphi = 8^\circ$

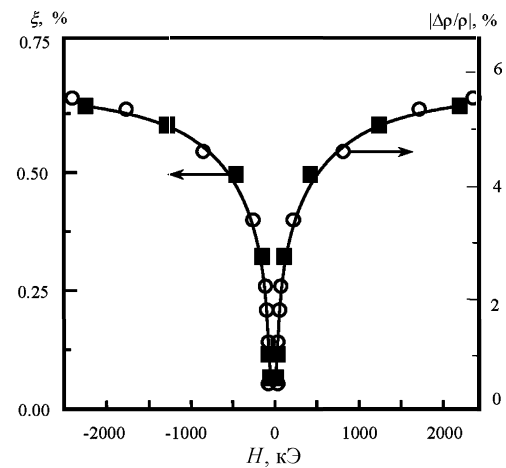


Рис. 13. Полевые зависимости магнитооптического эффекта \blacksquare ($\varphi = 10^\circ$; $\nu = 1210\text{ см}^{-1}$) и магнитооптического сопротивления \circ [13] нанокompозита $\text{Co}_{46}\text{Al}_{22}\text{O}_{32}$

Наиболее ярким и показательным примером влияния магнитного поля на оптические свойства низкоразмерного ферромагнетика являются магнитооптические исследования нанокompозита с туннельным характером проводимости $(\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.6})_{48}(\text{MgF})_{52}$, имеющим магнитооптическое сопротивление $\sim 13\%$ при комнатной температуре, в поле 10 кЭ [12]. В этом соединении в интервале частот $500\text{--}1200\text{ см}^{-1}$, где коэффициент отражения имеет минимальные значения ($< 5\%$), МРЭ оказывается аномально большим, достигая при нормальном падении $\sim 1.5\%$ (рис. 14), что на два порядка больше традиционных МО эффектов в инфракрасной области спектра. Такое значение эффекта, превышающее МРЭ во всех ранее исследованных металлических и неметаллических системах, можно считать рекордным, и мы назвали его гигантским магнитооптическим эффектом [14]. Говоря о достоверности приведенных на этом рисунке данных по зависимости $\xi(\nu)$ для двух углов падения света и данных по зависимости $\xi(\nu)$ для двух значений магнитного поля (рис. 15), демонст-

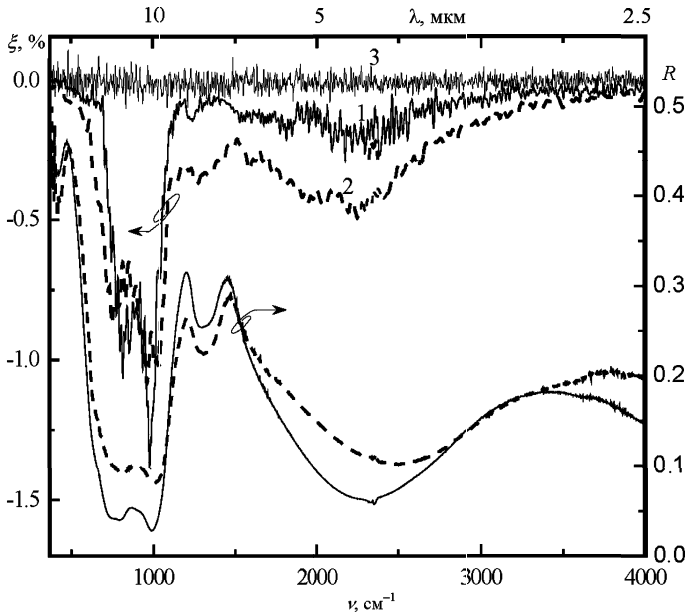


Рис. 14. Дисперсия МРЭ (1, 2) ($H = 1700$ Э) и коэффициента отражения $R_{H=0}$ нанокompозита $(\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.6})_{48}(\text{Mg}_{52}\text{F})$ для углов падения $\varphi = 45^\circ$ (пунктирная линия), $\varphi = 8^\circ$ (сплошная линия) и «шума» установки (3)

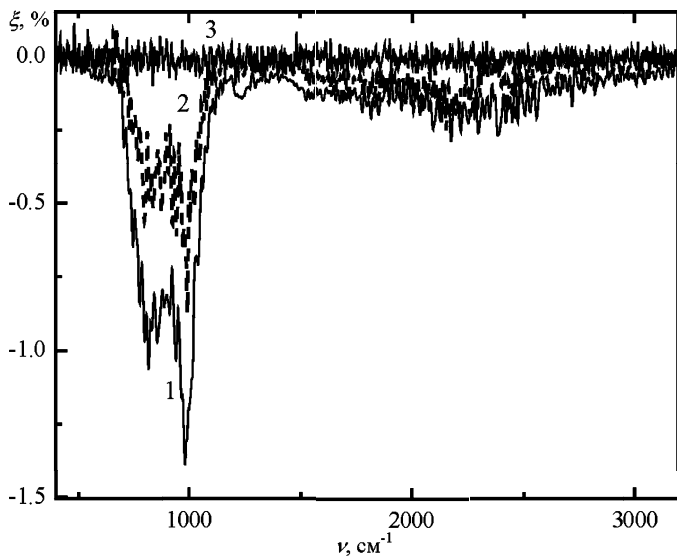


Рис. 15. Дисперсия МРЭ нанокompозита $(\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.6})_{48}(\text{Mg}-\text{F})_{52}$ в поле $H = 1700$ Э (1) (сплошная линия) и $H = 1500$ Э (2) (пунктирная линия) и «шума» установки (3); $\varphi = 8^\circ$

рирующих нелинейную зависимость МРЭ от поля, особо подчеркнем, что уровень шумов (кривая 3 на рис. 14, 15) не превышает 10^{-3} , а представляемые на рисунках значения эффекта получены усреднением данных из 1000 отдельных сканов. По нашим представлениям, наблюдаемое резонансное усиление эффекта связано с уменьшением коэффициента отражения, что на качественном уровне описывается соотношением (1) [22]. Однако природа резонансного характера спектра МРЭ в окрестности 10 мкм остается неясной.

Большие МРЭ мы наблюдали в проходящем свете ИК диапазона длин волн в тонкопленочных

образцах нанокompозитов $(\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.6})_{48}(\text{MgF})_{52}$, $\text{Co}_{52.3}\text{Si}_{12.2}\text{O}_{35.5}$ и $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{SiO}_{1.7})_{100-x}$, синтезированных на прозрачных в области длин волн 2–5 мкм подложках. На рис. 16 приведены спектры частотной зависимости МРЭ в проходящем излучении (МРЭ) $\tau(\nu)$ и коэффициентов пропускания $T(\nu)$ нанокompозита $(\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.6})_{48}(\text{MgF})_{52}$ и подложки Corning Glass. На спектре частотной зависимости пропускания $T(\nu)$ этого нанокompозита наблюдается ряд особенностей, связанных, по-видимому, с оптическими свойствами подложки, но в целом во всем спектральном диапазоне частот 2000–5000 cm^{-1} МРЭ достигает 0.6%. Наблюдаемые увеличения МРЭ на краях спектрального интервала связаны с возрастанием поглощения в нанокompозите на краях спектра.

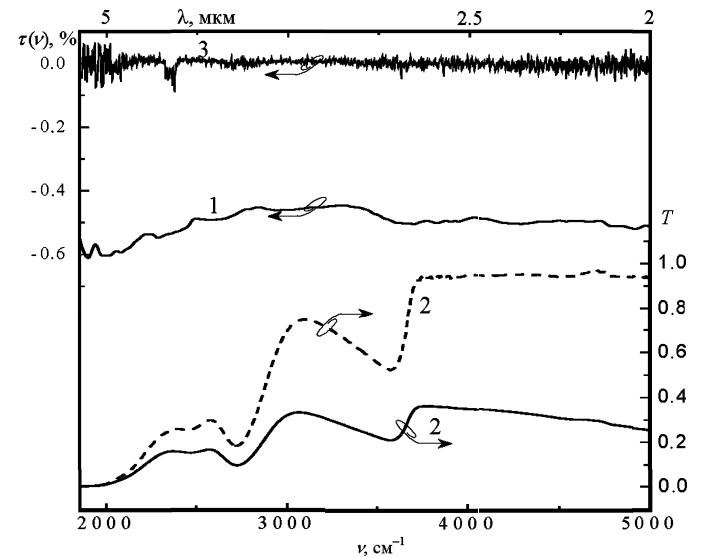


Рис. 16. Дисперсия МРЭ (1) $(\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.6})_{48}(\text{MgF})_{52}$, коэффициентов пропускания T (2) подложки (пунктирная линия) и образца $(\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.6})_{48}(\text{MgF})_{52}$ (сплошная); $\varphi = 0^\circ$ и «шума» установки (3)

Представленные выше экспериментальные результаты, касающиеся влияния магнитного поля на оптические свойства нанокompозитов, показали, что: 1) МРЭ связан с туннельным магнитосопротивлением; 2) МРЭ в нанокompозитах не является следствием каких-либо других причин, как-то: четных и нечетных МО эффектов или влияния магнитного поля на оптические свойства диэлектрической матрицы; 3) полное соответствие экспериментальных данных по полевой зависимости $\xi(H)$ и $\Delta\rho/\rho \sim f(H)$ подтверждает правильность соотношений, описывающих изменения коэффициента отражения, пропускания и поглощения излучения нанокompозитами при приложении магнитного поля.

Обнаруженный гигантский магниторефрактивный эффект открывает новые возможности как для изучения спин-зависящего высокочастотного туннелирования, так и для поиска новых композиций в системе сплавов с гранулами ферромагнетика CoFe (или другого ферромагнитного металла) в матрице MgF для практического использования таких нано-

композитов в магнитооптике инфракрасного диапазона длин волн.

д) Теоретическое описание частотной, угловой и поляризационной зависимостей магниторефрактивного эффекта

Весь комплекс экспериментальных данных, полученных в результате изучения частотной, поляризационной, угловой и полевой зависимостей магниторефрактивного эффекта и оптического отражения в нанокompозитах, может быть объяснен в рамках развиваемой в [5, 19, 21] теории МРЭ для многослойных структур, состоящих из ферромагнитной пленки и граничащих с ней немагнитных слоев (в частности, подложки).

Рассмотрим четырехслойную систему, состоящую из пленки нанокompозита (толщина ферромагнитной пленки d_2 и комплексный показатель преломления $\eta_2 = n_2^0 - ik_2^0$, индекс 0 указывает на размагниченное состояние ферромагнитной пленки), напыленной на подложку (d_3 , $\eta_3 = n_3 - ik_3$) и находящуюся в вакууме ($n_{1,4} = 1$, $k_{1,4} = 0$). Известно, что коэффициенты отражения r и пропускания t для p - и s -поляризованных волн на границе раздела j -й и k -й сред многослойной системы с комплексными показателями преломления η_j и η_k записываются в виде [35]

$$\begin{aligned} r_{jk}^p &= \frac{g_j \eta_k^2 - g_k \eta_j^2}{g_j \eta_k^2 + g_k \eta_j^2}, & r_{jk}^s &= \frac{g_j - g_k}{g_j + g_k}, \\ t_{jk}^p &= \frac{2g_j \eta_k \eta_j}{g_j \eta_k^2 + g_k \eta_j^2}, & t_{jk}^s &= \frac{2g_j}{g_j + g_k}, \end{aligned} \quad (6)$$

где параметр g_i в формулах (6) определен выражением

$$g_{j(k)} = \sqrt{\eta_{j(k)}^2 - \eta_1^2 \sin^2 \varphi_0}.$$

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

$$\begin{aligned} R^{p(s)} &= \left| r_{jklm}^{p(s)} \right|^2, & T^{p(s)} &= \left| t_{jklm}^{p(s)} \right|^2, \\ r_{jklm}^{p(s)} &= \frac{r_{jk}^{p(s)} + F_k^2 r_{klm}^{p(s)}}{1 + F_k^2 r_{jk}^{p(s)} r_{klm}^{p(s)}}, & t_{jklm}^{p(s)} &= \frac{t_{jk}^{p(s)} t_{klm}^{p(s)} F_k}{1 + F_k^2 r_{jk}^{p(s)} r_{klm}^{p(s)}}, \\ r_{jkl}^{p(s)} &= \frac{r_{jk}^{p(s)} + F_k^2 r_{kl}^{p(s)}}{1 + F_k^2 r_{jk}^{p(s)} r_{kl}^{p(s)}}, & t_{jkl}^{p(s)} &= \frac{t_{jk}^{p(s)} t_{kl}^{p(s)} F_k}{1 + F_k^2 r_{jk}^{p(s)} r_{kl}^{p(s)}}, \end{aligned} \quad (7)$$

где j, k, l, m — номера сред; F_k — фазовый множитель, определяющий набег фазы волны в k -м слое, т.е. F_k — это параметр, ответственный за интерференцию и затухание излучения в k -м слое.

Как следует из теории МРЭ, величины показателя преломления n_2 и коэффициента экстинкции k_2

пленки нанокompозита при намагничивании образца записываются в виде [5]

$$\begin{aligned} n_2 &= n_2^0 \left(1 + \frac{\Delta\rho}{\rho} \frac{(k_2^0)^2}{(k_2^0)^2 + (n_2^0)^2} \right), \\ k_2 &= k_2^0 \left(1 + \frac{\Delta\rho}{\rho} \frac{(n_2^0)^2}{(k_2^0)^2 + (n_2^0)^2} \right), \end{aligned} \quad (8)$$

где $\Delta\rho/\rho$ — абсолютное значение МС, соответствующее магнитному полю H . Выражения (6) и (7) совместно с формулами для показателей преломления пленки (8) полностью определяют МРЭ и оптическое отражение нанокompозита в зависимости от различных параметров среды и внешних параметров: оптических постоянных сред, толщины слоев, направления векторов намагниченности и величины магнитного поля, поляризации падающего излучения и его угла падения, от частоты излучения. Они полностью учитывают эффекты затухания и интерференции света в составляющих слоях многослойной гранулированной наноструктуры.

Для определения оптических параметров нанокompозита $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$ мы провели измерения спектров пропускания $T(\nu)$ ($\varphi = 0^\circ$), отражения на s -компоненте поляризованного света $R^s(\nu)$ ($\varphi = 20^\circ$) ферромагнитного образца, а также спектров $T(\nu)$ и $R(\nu)$ стеклянной подложки (Corning glass) (рис. 17), на которой был синтезирован данный нанокompозит. Путем решения обратной задачи определялись показатели преломления n_i , k_i образца и подложки. Подложка в области $3000\text{--}6000\text{ см}^{-1}$ 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 см^{-1} показатель поглощения подложки существенно возрастает, что не позволило точно определить оптические постоянные в этой области спектра. Центр полосы поглощения матрицы Al_2O_3 в нанокompозите $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$ приходится на $\nu \sim 1025\text{ см}^{-1}$. В чистом образце Al_2O_3 , по данным [26, 27], эта полоса смещена в низкочастотную область до 950 см^{-1} . На рис. 18 приведена дисперсия показателя преломления n_2 и коэффициента экстинкции k_2 рассматриваемого нанокompозита. Штриховкой изображен разброс возможных значений показателей преломления, получаемых в расчетах при учете погрешностей экспериментально определяемых коэффициентов отражения и прохождения.

Определенные экспериментально оптические параметры и значения МС использовались для расчета МРЭ по формулам (6)–(8). Результаты расчетов представлены на рис. 7, б. Данные, получаемые в расчетах, хорошо коррелируют с экспериментальными (рис. 7, а) и по структуре, и по величине значений $\xi(\nu)$ и $R(\nu)$. Как в спектрах $R(\nu)$, так и $\xi(\nu)$ наблюдаются осцилляции этих эффектов с периодически-

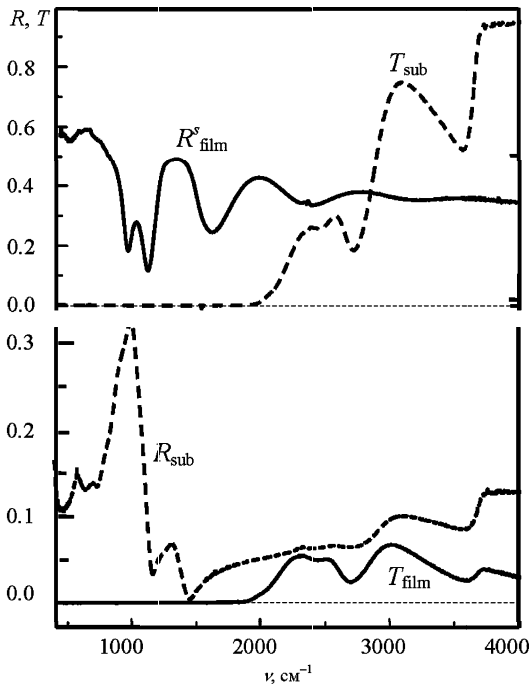


Рис. 17. Частотная зависимость коэффициентов пропускания и отражения подложки — T_{sub} , R_{sub}^s (пунктир) и образца $Co_{51.5}Al_{19.5}O_{29}$ — T_{film} , R_{film}^s (сплошная линия)

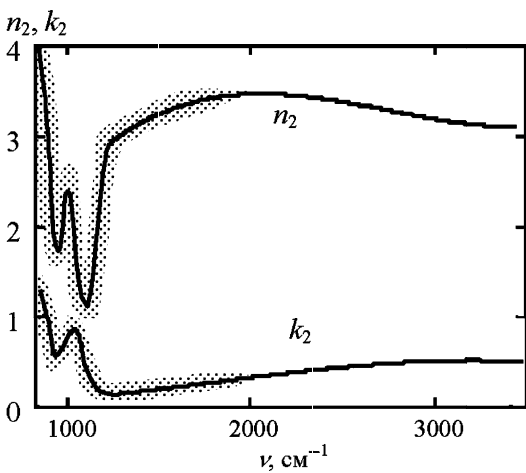


Рис. 18. Дисперсия показателя преломления n_2 и коэффициента экстинкции k_2 пленки нанокompозита $Co_{51.5}Al_{19.5}O_{29}$

стью $\sim 700 \text{ см}^{-1}$, обусловленные интерференцией; в районе полосы поглощения наблюдается резкая смена знака эффекта. В целом экспериментальные особенности хорошо описываются теорией.

Заключение

Приведенные данные экспериментальных исследований нанокompозитов гранулированный ферромагнитный металл-диэлектрик показывают, что в области перколяционного перехода для нанокompозитов наблюдается не только большое магнитосопротивление, но и большие магнитоиндуцированные изменения коэффициентов отражения, прохождения и поглощения излучения ИК диапазона длин волн, которые можно отнести к новому магнитооптиче-

скому эффекту, получившего название магниторефрактивного эффекта. Магниторефрактивный эффект нанокompозитов наиболее ярко выражен в тех областях спектра, где отражение минимально. В ряде нанокompозитов МРЭ в таких областях частот выявляет резонансный характер, и тогда величина магниторефрактивного эффекта в области резонансов превосходит традиционные эффекты Керра в отраженном свете в десятки раз. Это указывает на иную, чем эффектов Керра (негиротропную) природу происхождения МРЭ.

Четкая корреляция между полевыми зависимостями магниторефрактивного эффекта и магнитосопротивления свидетельствует о том, что этот эффект связан с высокочастотным спин-зависимым туннелированием электронов проводимости. Модель МРЭ, базирующаяся на описании туннельного контакта между гранулами перколяционного кластера в виде параллельно соединенных емкости и туннельного сопротивления, при учете дисперсии оптических параметров ферромагнитной пленки нанокompозита и подложки, а также процессов интерференции света позволяет на количественном уровне объяснить наблюдаемые закономерности и особенности экспериментов по частотной, угловой, поляризационной и полевой зависимостям МРЭ в гранулированных системах металл — диэлектрик $Co-Al-O$, $Co-Ti-O$, $Co-Si-O$, $CoFeZr-SiO_2$, $CoFe-MgF$, $Fe-SiO_2$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 03-02-16127).

Авторы выражают глубокую благодарность профессорам С. Онита, Ю. Е. Калинину, Б. А. Аронзону, любезно предоставившим образцы для исследования нового магнитооптического эффекта. Мы благодарим профессора А. Б. Грановского за активное сотрудничество и плодотворные дискуссии.

Литература

1. Krebs J.J., Lubitz P., Chaiken A., Prinz G.A. // J. Appl. Phys. 1991. **69**, N 8. P. 4795.
2. Ринкевич А.Б., Ромашев Л.Н., Устинов В.В. // ЖЭТФ. 2000. **117**, № 5. С. 960.
3. Jacquet J.C., Valet T. // Proc. «Magnetic Ultrathin Films, Multilayers and Surfaces». 1995. **384**. P. 477.
4. Uran S., Grimsditch M., Fullerton E.E., Bader S.D. // Phys. Rev. 1998. **57**. P. 2705.
5. Грановский А.Б., Быков И.В., Ганьшина Е.А. и др. // ЖЭТФ. 2003. **123**. С. 1256.
6. Кринчик Г.С. Физика магнитных явлений. М., 1985.
7. Кринчик Г.С., Гуцин В.С. // ЖЭТФ. 1969. **56**. С. 183.
8. Кринчик Г.С., Нурмухамедов Г.М. // ЖЭТФ. 1965. **47**. С. 76.
9. Кринчик Г.С., Артемьев В.А. // ЖЭТФ. 1967. **53**. С. 1901.
10. Кринчик Г.С., Гуцин В.С. // Письма в ЖЭТФ. 1969. **10**. С. 35.
11. Быков И.В., Ганьшина Е.А., Грановский А.Б., Гуцин В.С. // ФТТ. 2000. **42**. С. 487.

12. Ohnuma S., Hono K., Abe E. et al. // J. Appl. Phys. 1997. **82**, N 11. P. 5646.
13. Kobayashi N., Ohnuma S., Masumoto T., Fujimori H. // J. Appl. Phys. 2001. **90**. С. 4159.
14. Грановский А., Гуцин В., Быков И. и др. // ФТТ. 2003. **45**. С. 867.
15. Кравец В.Г., Погорельый А.Н., Кравец А.Ф. и др. // ФТТ. 2004. **45**. С. 1456.
16. Кубраков Н.Ф., Звездин А.К., Звездин К.А. и др. // ЖЭТФ. 1998. **114**. С. 1101.
17. Genkin G.M. // Phys. Lett. A. 1998. **241**. P. 293.
18. Uran S., Grimsditch M., Fullerton E., Bader S.D. // Phys. Rev. B. 1998. **57**. P. 2705.
19. Грановский А., Кузмичев М., Клерк Ж.П. // ЖЭТФ. 1999. **116**. С. 1762.
20. Kravets V.G., Bosec D., Matthew J.A.D. et al. // Phys. Rev. B. 2002. **65**. P. 054415.
21. Грановский А.Б., Инье М., Клерк Ж.П., Юрасов А.Н. // ФТТ. 2004. **46**. С. 484.
22. Vykov I.V., Gan'shina E.A., Granovsky A.B. et al. // Proc. Euro-Asian Symposium «Trends in Magnetism», Krasnoyarsk, 24–27 August 2004. P. 335
23. Kobayashi N., Ohnuma S., Masumoto T., Fujimori H. // J. Magn. Soc. Japan. 1999. **23**. P. 76.
24. Стогней О.В., Калинин Ю.Е., Ситников А.В. и др. // Физика металлов и металловедение. 2001. **91**. P. 24.
25. Аронзон Б.А., Варфоломеев А.Е., Ликальтер А.А. и др. // ФТТ. 1999. **41**. С. 944.
26. Niklasson G.A., Granqvist C.G. // J. Appl. Phys. 1984. **55**. P. 3382.
27. Bruesch P., Kotz R., Neff H., Pietronero L. // Phys. Rev. B. 1984. **29**. P. 4691.
28. Schubert M., Tiwald T.E., Herzinger C.M. // Phys. Rev. B. 2000. **61**. P. 8187.
29. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1973.
30. Gan'shina E., Kumaritova R., Bogoroditsky A. et al. // Magn. Soc. Japan. 1999. **23**. P. 379.
31. Bensch W., Bergholz W. // Semicond. Sci. Technol. 1990. **5**. P. 421.
32. Maruyama T., Ohtani S. // Appl. Phys. Lett. 1994. **65**. P. 1346.
33. Буравцова В.Е., Ганьшина Е.А., Гуцин В.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2003. **67**. С. 918.
34. Gester M., Schlapka A., Pickford R.A. et al. // J. Appl. Phys. 1999. **85**. P. 5045.
35. Маевский В.М. // ФММ. 1985. **59**. С. 215.

Поступила в редакцию
16.11.04