

Оптические и магнитооптические свойства гранулированных магнитных наноструктур $\text{CoFeB}/\text{SiO}_2$ и $\text{CoFeZr}/\text{Al}_2\text{O}_3$

© А.М. Калашникова, В.В. Павлов, Р.В. Писарев, Ю.Е. Калинин*, А.В. Ситников*, Th. Rasing**

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Воронежский государственный технический университет,
394026 Воронеж, Россия

** NSRIM Institute, University of Nijmegen,
6525 ED Nijmegen, The Netherlands

E-mail: kalashnikova@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 19 марта 2004 г.)

Проведено исследование оптических и магнитооптических свойств новых гранулированных нанокомпозитов $(\text{CoFeB})/(\text{SiO}_2)$ и $(\text{CoFeZr})/(\text{Al}_2\text{O}_3)$, представляющих собой гранулы аморфных ферромагнитных сплавов, внедренные в диэлектрические матрицы. Изучены оптические, магнитооптические и магнитные свойства нанокомпозитов в зависимости от их качественного и количественного состава, а также условий получения. Эллипсометрическим методом получены спектральные зависимости диэлектрических функций $\epsilon = \epsilon_1 - i\epsilon_2$ в диапазоне 0.6–5.4 eV. В области энергий выше 4.2 eV для композитов $(\text{CoFeB})/(\text{SiO}_2)$ поглощение оказывается близким к нулю при любых концентрациях магнитных гранул. Полярный эффект Керра, измеренный для энергии 1.96 eV в постоянном магнитном поле до 15 kOe, достигает для этих нанокомпозитов величины порядка 0.25–0.3⁰ и слабо зависит от условий получения образцов. С другой стороны, для наноструктур $(\text{CoFeZr})/(\text{Al}_2\text{O}_3)$ обнаружено значительное расхождение в концентрационных зависимостях эффекта Керра для образцов, полученных в постоянном магнитном поле и без него.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 03-02-17575a), программы Президиума РАН „Низкоразмерные квантовые структуры“ и Европейской программы „Dynamics“.

1. Введение

В последние годы возрос интерес к той области физики конденсированного состояния, которая связана с изучением различных структур, характеризующихся нанометровым и меньшим масштабом. Структуры, представляющие собой гранулы размером в несколько нанометров, внедренные в немагнитные металлические или диэлектрические матрицы, можно рассматривать как материалы, находящиеся на границе между классической физикой твердого тела и наноприродой.

Интерес к гранулированным наноструктурам резко возрос благодаря ряду их физических свойств, вызывающих научный и практический интерес. Среди таких свойств прежде всего следует отметить явление магнитосопротивления [1], инверсного или положительного магнитосопротивления [2], спин-зависимое электронное туннелирование, высокие диэлектрические потери в СВЧ диапазоне [3], аномальный эффект Холла [4], большая величина магниторефрактивного эффекта [5]. Также появился ряд работ, направленных на выявление и изучение возможных корреляций между магнитными, магнитотранспортными, линейными и нелинейными оптическими и магнитооптическими свойствами гранулированных наноструктур [5–7]. Особое внимание уделяется исследованию поведения наноструктур вблизи порога перколяции, так как именно в этой области наблюдаются наиболее значительные изменения их свойств.

Изучение оптических свойств материалов позволяет получить важную информацию об их электронной

структуре, что широко используется в оптике твердого тела. Магнитооптические явления, в частности эффекты Керра и Фарадея, могут предоставить информацию также и о магнитных свойствах материалов. В то же время имеются сообщения о наблюдаемых особенностях в оптических и магнитооптических свойствах гранулированных наноструктур, так и не получивших до настоящего времени полного объяснения [8,9].

До последнего времени в большинстве работ по исследованию свойств гранулированных пленок наногранулы металла или сплава имели кристаллическую структуру. Нанокомпозиты с гранулами из аморфных материалов оставались наименее изученными [10]. Аморфные гранулы по сравнению с кристаллическими обладают более низкой энергией анизотропии, величина которой существенно влияет на основные магнитные свойства нанокомпозитов [11], причем в ряде случаев это может являться благоприятным фактором, например для магниторезистивных свойств [12]. В связи с этим в последние несколько лет возрос интерес к магниторезистивным свойствам таких структур [2,12], а также их свойствам в СВЧ диапазоне [4].

Что касается оптических и магнитооптических свойств структур с аморфными гранулами, то в литературе имеются лишь отдельные сообщения об их исследовании. В [13] сообщается об исследовании стационарного и динамического эффектов Керра в нанокомпозитах $(\text{CoNbTa})/(\text{SiO}_2)$, выявившим корреляцию между динамическими и стационарными магнитооптическими

Параметры исследуемых нанокompозитов

Серия	Сплав гранул	Матрица	Концентрация гранул, at. %	Особенности технологических процессов
I-1	Co ₄₁ Fe ₃₉ B ₂₀	SiO ₂	от 34 до 68	Ar, P _{Ar} = 8.0 · 10 ⁻⁴ Torr
I-2	Co ₄₁ Fe ₃₉ B ₂₀	SiO ₂	от 34 до 68	Ar + N ₂ , P _{N₂} = 1.8 · 10 ⁻⁴ Torr
I-3	Co ₄₁ Fe ₃₉ B ₂₀	SiO ₂	от 34 до 68	Ar + O ₂ , P _{O₂} = 2.8 · 10 ⁻⁵ Torr
II-1	Co ₄₅ Fe ₄₅ Zr ₁₀	Al ₂ O ₃	от 21 до 54	Ar + O ₂ , P _{O₂} = 2.8 · 10 ⁻⁵ Torr
II-2	Co ₄₅ Fe ₄₅ Zr ₁₀	Al ₂ O ₃	от 21 до 54	Ar + O ₂ , P _{O₂} = 2.8 · 10 ⁻⁵ Torr; магнитное поле параллельно поверхности пленки; принудительное охлаждение подложки

свойствами этих структур. Изучению корреляций между магниторефрактивным эффектом и магнитосопротивлением в (CoFeZr)/(SiO₂) посвящена работа [14]. Сравнительное исследование экваториального эффекта Керра и магнитосопротивления в матрицах SiO₂ с внедренными в них наночастицами FeCoB, CoFeZr и CoNbTa проведено в [15].

В настоящей работе сообщается об изучении гранулированных нанокompозитов на основе аморфных ферромагнитных сплавов CoFeB и CoFeZr. Оптические и магнитооптические свойства были исследованы в широком диапазоне концентраций как ниже, так и выше порога протекания. Также было исследовано влияние на свойства нанокompозитов различных условий их получения: присутствия кислорода или азота в атмосфере в процессе приготовления, температуры подложки, наличия магнитного поля. Насколько известно, в литературе не имеется сообщений ни об исследовании спектров диэлектрических функций таких гранулированных структур, ни об изучении в них полярного эффекта Керра.

2. Эксперимент

Все образцы были получены методом ионно-лучевого распыления [10]. Исследованы две группы наноструктур. К первой (I) относились структуры на основе гранул аморфного ферромагнитного сплава Co₄₁Fe₃₉B₂₀, внедренных в аморфные диэлектрические пленки SiO₂. Нанокompозиты второй (II) группы представляли собой пленки аморфного диэлектрика Al₂O₃ с наногранулами аморфного ферромагнитного сплава Co₄₅Fe₄₅Zr₁₀. Основные характеристики этих групп приведены в таблице. Образцы первой группы различались тем, что часть их была получена в атмосфере аргона (I-1), а при получении других в атмосфере дополнительно содержался азот (I-2) или кислород (I-3). Концентрация магнитной фазы изменялась от 34 до 68 at.%. Образцы второй группы были получены в атмосфере аргона и кислорода. Часть из них получена в постоянном магнитном поле с принудительным охлаждением подложки (II-2), остальные — в нулевом магнитном поле без принудительного охлаждения (I-1). Концентрация ферромагнитных наногранул в образцах этой группы

изменялась от 21 до 54 at.%. Толщина пленок нанокompозитов составляла величины менее 1 μm для образцов (CoFeB)/(SiO₂) и 5–10 μm в случае (CoFeZr)/(Al₂O₃). Пленки (CoFeB)/(SiO₂) были нанесены на стеклянные подложки, пленки (CoFeZr)/(Al₂O₃) — на керамические. Размеры ферромагнитных частиц возрастали от 2 до 7 nm по мере увеличения содержания магнитной фазы. Такой размер наногранул меньше типичных для гранулированных структур критических диаметров, разделяющих суперпарамагнитный режим и режим с блокированными частицами для конкретных температур и времени измерения [11,16]. Первичная характеристика образцов была проведена измерениями их удельного сопротивления. На рис. 1 приведены зависимости удельного сопротивления структур (CoFeB)/(SiO₂) от концентрации гранул. Подобная форма концентрационных зависимостей удельного электрического сопротивления является типичной для перколяционных систем [10].

Исследование оптических свойств гранулированных нанокompозитов было проведено с использованием метода отражательной эллипсометрии. Выбор измерений на отражение обусловлен сильным поглощением в нанокompозитах с большой концентрацией гранул. Суть метода, подробно изложенного, например, в [17], заключается в том, что измеряются эллипсометрические углы ψ и Δ. Физический смысл этих углов легко понять

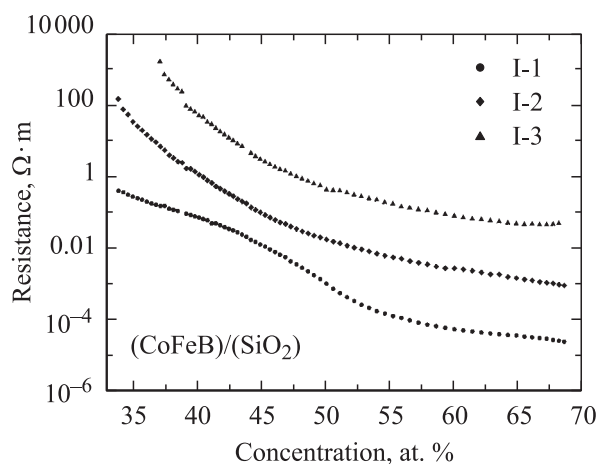


Рис. 1. Зависимости удельного электрического сопротивления от концентрации гранул для нанокompозитов (CoFeB)/(SiO₂).

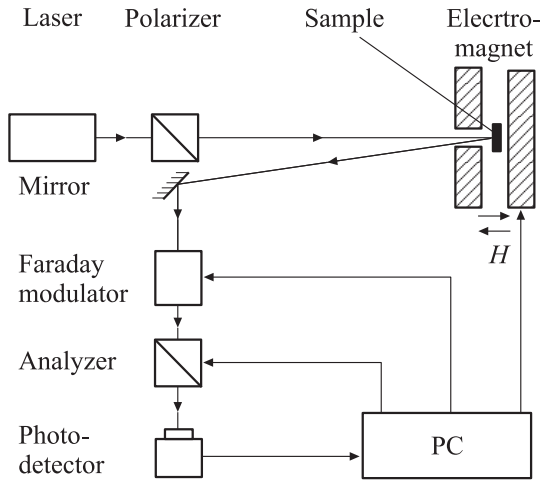


Рис. 2. Экспериментальная установка для измерения магнито-оптического эффекта Керра. PC — компьютер.

из основного уравнения эллипсометрии отражения

$$\tan \psi \exp(i\Delta) = r_{pp}/r_{ss}, \quad (1)$$

где r_{pp} (r_{ss}) — амплитудный коэффициент отражения для света, поляризованного параллельно (перпендикулярно) плоскости падения. В случае простейшей модели полубесконечного изотропного образца в среде с действительным показателем преломления, равным 1 (воздух), действительную и мнимую части диэлектрической функции $\varepsilon = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2$, а также показатели преломления n и поглощения k ($(n - ik)^2 = \varepsilon$) можно определить по измеренным эллипсометрическим углам с использованием соотношения

$$\varepsilon = \sin^2 \varphi \left[1 + \tan^2 \varphi \left(\frac{1 - r_{pp}/r_{ss}}{1 + r_{pp}/r_{ss}} \right)^2 \right], \quad (2)$$

где φ — угол падения.

Эллипсометрические углы ψ и Δ были измерены в диапазоне энергий фотонов от 0.6 до 5.4 eV на спектроскопическом эллипсометре. Спектральные зависимости диэлектрических функций и показателей преломления и поглощения были рассчитаны на основе соотношений (1) и (2).

Магнитооптическое исследование нанокompозитов было проведено с использованием линейного магнитооптического эффекта Керра в полярной геометрии и эффекта Фарадея. Эти эффекты имеют одинаковую природу и заключаются в повороте плоскости поляризации и появлении эллиптичности при отражении (в случае эффекта Керра) света от среды, намагниченной перпендикулярно поверхности, или при прохождении через такую среду (в случае эффекта Фарадея). Угол поворота плоскости поляризации определяется как диагональными, так и недиагональными элементами тензора диэлектрической проницаемости среды (для изотропного случая) [18]

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & -i\varepsilon_{xy}(M) & 0 \\ i\varepsilon_{xy}(M) & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix}. \quad (3)$$

В частности, поворот плоскости поляризации при полярном эффекте Керра θ_K определяется соотношением

$$\theta_K = \frac{-B\varepsilon'_{xy} + A\varepsilon''_{xy}}{A^2 + B^2}, \quad (4)$$

где $\varepsilon_{xy} = \varepsilon'_{xy} + i\varepsilon''_{xy}$, $A = n^3 - 3nk^2 - n$, $B = k^3 - 3kn^2 + k$.

В случае проходящего света поворот плоскости поляризации определяется соотношением

$$\theta_F = -\frac{\pi l}{\lambda(n^2 + k^2)} (n\varepsilon'_{xy} - k\varepsilon''_{xy}), \quad (5)$$

где l — толщина слоя, λ — длина волны света.

Измерения были выполнены для энергий фотонов 1.96 и 2.54 eV (гелий-неоновый и аргоновый лазеры) в постоянном магнитном поле ± 15 kOe, приложенном перпендикулярно поверхности образца. Угол поворота плоскости поляризации света θ , отраженного от намагниченного образца, измерялся на модуляционной поляриметрической установке (рис. 2). Все исследования были проведены при комнатной температуре.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Оптические свойства. На рис. 3 приведены спектральные зависимости действительной и мнимой частей диэлектрической функции нанокompозитов

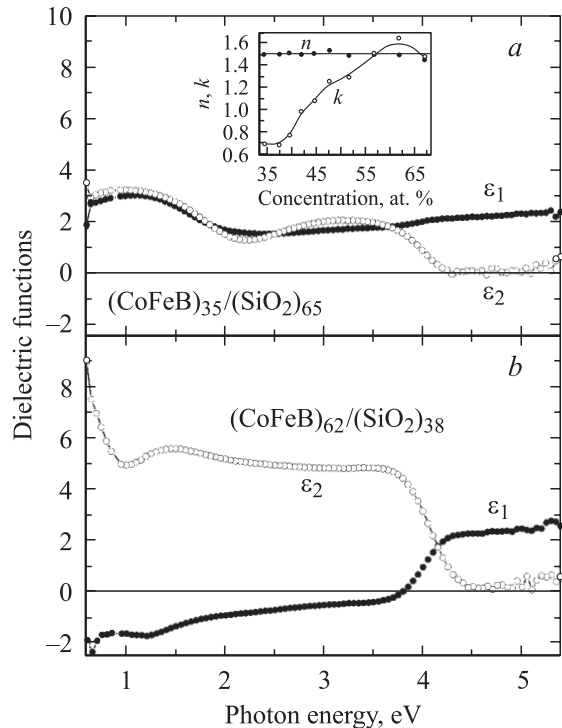


Рис. 3. Спектральные зависимости действительной (ε_1) и мнимой (ε_2) частей диэлектрической функции для нанокompозитов (CoFeB)/(SiO₂) (I-1) с концентрацией магнитной фазы 35 (a) и 62 at.% (b). На вставке: концентрационные зависимости показателей преломления n и поглощения k для нанокompозитов (CoFeB)/(SiO₂) при энергии фотона 3 eV.

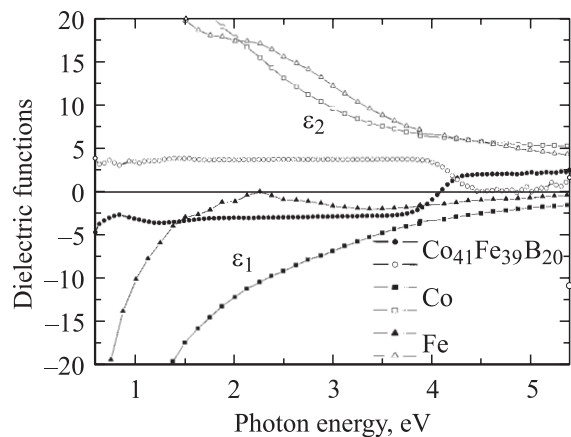


Рис. 4. Спектральные зависимости действительной ϵ_1 (темные символы) и мнимой ϵ_2 (светлые символы) частей диэлектрической функции для сплава $\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20}$. Для сравнения приведены спектральные зависимости для чистых железа и кобальта [20].

($\text{CoFeB}/(\text{SiO}_2)$) при концентрации магнитной фазы ниже (35 at.%) и выше (62 at.%) порога перколяции. Яркой особенностью, наблюдаемой для всех концентраций магнитной фазы, является отсутствие поглощения в диапазоне энергий выше 4.2 eV. На вставке к рис. 3 приведены зависимости показателей преломления n и поглощения k от концентрации наногранул CoFeB при энергии 3 eV. Величина показателя преломления для данных наноструктур равна $n \approx 1.5$ и не зависит от концентрации магнитной фазы, а также от энергии фотонов. Наиболее значительные изменения с ростом концентрации в диапазоне энергий менее 4.2 eV испытывают показатель поглощения k и мнимая часть диэлектрической функции ϵ_2 . Наблюдаемая при низких энергиях немонотонность спектральных зависимостей оптических параметров связана, по-видимому, с эффектом интерференции в пленках нанокompозитов толщиной менее 1 μm . Данный вывод подтверждается тем, что этот эффект выражен более ярко в образцах с низкой концентрацией магнитной фазы (рис. 3, *a*), а значит, и с низкими значениями показателя поглощения.

Был проведен расчет спектральных зависимостей диэлектрических функций сплава CoFeB из полученных спектральных зависимостей этих функций для нанокompозита и известных из литературы оптических параметров матрицы. При расчете использовалось приближение эффективной среды [19]. Расчет показал, что наблюдаемое выше 4.2 eV просветление определяется свойствами сплава, а не нанокompозита (рис. 4). Тот факт, что расчеты для разных концентраций магнитной фазы привели к совпадающим результатам, подтверждает достоверность спектров, приведенных на рис. 4.

Другая картина спектральных и концентрационных зависимостей наблюдалась для нанокompозитов ($\text{CoFeZr}/(\text{Al}_2\text{O}_3)$). На рис. 5 приведены зависимости действительной и мнимой частей диэлектрической функ-

ции для нанокompозитов серий II-1 и II-2 с концентрацией гранул 51 at.%. Подчеркнем то, что ни при каких концентрациях магнитной фазы показатель поглощения для этих нанокompозитов не обращается в нуль, т.е. ситуация радикально отличается от наблюдаемой для нанокompозитов ($\text{CoFeB}/(\text{SiO}_2)$). Возможно, этот факт указывает на существенную роль матрицы в формировании оптических свойств нанокompозитов. Следует отметить, что по сравнению с образцами ($\text{CoFeB}/(\text{SiO}_2)$) спектральные зависимости для ($\text{CoFeZr}/(\text{Al}_2\text{O}_3)$) имеют более монотонный характер. Основной особенностью спектральных зависимостей диэлектрических функций является четкое структурирование спектров в области энергий 3.5 eV при концентрациях магнитной фазы более 45 at.%. В целом спектральные зависимости диэлектрических функций данных нанокompозитов, полученных в постоянном магнитном поле с охлаждением подложки (II-2) и в нулевом поле без охлаждения (II-1), имеют схожий характер. По нашему мнению, основным различием является то, что упомянутое структурирование спектров диэлектрических функций более ярко выражено в образцах, полученных в нулевом поле без охлаждения, что хорошо видно из рис. 5. Следует отметить, что в отличие от случая ($\text{CoFeB}/(\text{SiO}_2)$) показатель преломления нанокompозитов ($\text{CoFeZr}/(\text{Al}_2\text{O}_3)$) оказывается зависящим от энергии фотона, слабо уменьшаясь с ее увеличением, в то же время оставаясь практически не зависящим от концентрации для образцов, полученных в магнитном поле. Следует заметить,

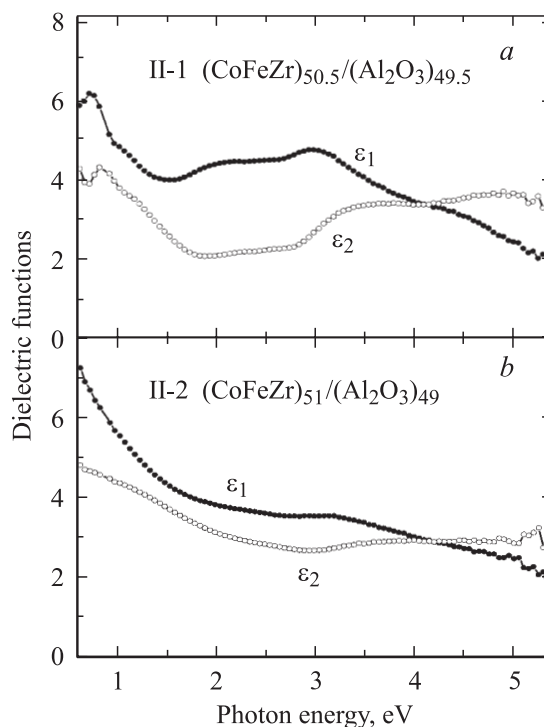


Рис. 5. Спектральные зависимости действительной (ϵ_1) и мнимой (ϵ_2) частей диэлектрической функции для нанокompозитов ($\text{CoFeZr}/(\text{Al}_2\text{O}_3)$): *a* — полученных без магнитного поля и охлаждения (II-1), *b* — в магнитном поле с охлаждением (II-2).

что в области низких энергий в нанокомпозитах П-1 наблюдается немонотонность спектров, пропадающая по мере увеличения концентрации частиц. Эту особенность мы объясняем аналогично случаю с образцами (CoFeB)/(SiO₂), т.е. причиной является интерференционный эффект, причем меньший период интерференции в образцах (CoFeZr)/(Al₂O₃) по сравнению с (CoFeB)/(SiO₂) хорошо согласуется с большей толщиной пленок (CoFeZr)/(Al₂O₃). Однако в образцах П-2 интерференция отсутствует.

3.2. Магнитооптические свойства. На рис. 6 приведены концентрационные зависимости эффекта Керра в поле 15 кОе для энергии фотонов 1.96 эВ (сплошные линии) для всех трех типов нанокомпозитов (CoFeB)/(SiO₂). Очевидно, что присутствие примесей кислорода или азота не оказывает существенного влияния на максимальную величину эффекта Керра. Она составляет 0.25⁰ для нанокомпозитов I-1 (0.25⁰ для I-2; 0.3⁰ для I-3). Общий характер концентрационных зависимостей также сохраняется для всех образцов. Обращает на себя внимание наличие резкого максимума при концентрации 37 ат.% для образцов I-1 (40 ат.% для I-2; 37.5 ат.% для I-3). Поскольку величина порога протекания для этих нанокомпозитов определена на

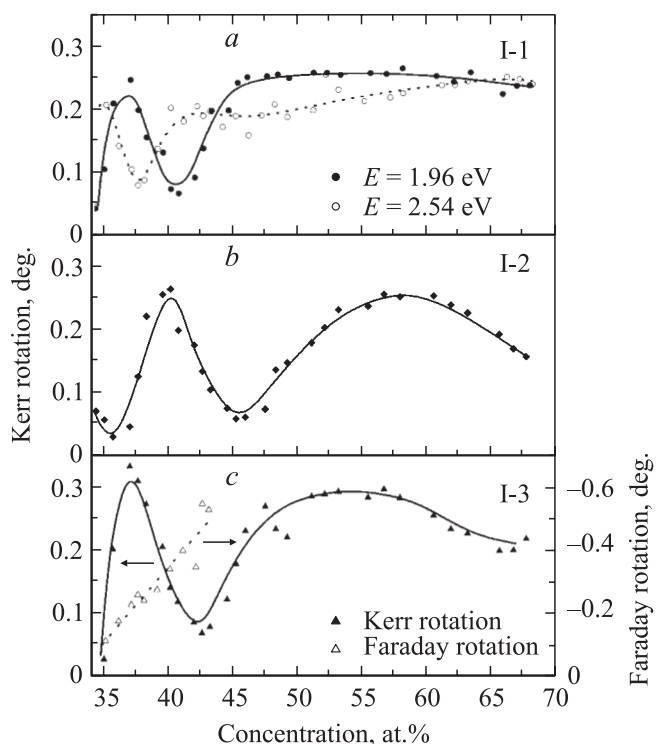


Рис. 6. Зависимости поворота плоскости поляризации от концентрации магнитных гранул для нанокомпозитов (CoFeB)/(SiO₂) в магнитном поле 15 кОе: *a* — эффект Керра для серии I-1 при энергии фотонов 1.96 эВ (сплошная линия и темные символы) и 2.54 эВ (штриховая линия и светлые символы); *b* — эффект Керра для серии I-2 при энергии фотонов 1.96 эВ; *c* — эффект Керра (сплошная линия и темные символы) и эффект Фарадея (штриховая линия и светлые символы) для серии I-3 при энергии фотонов 1.96 эВ.

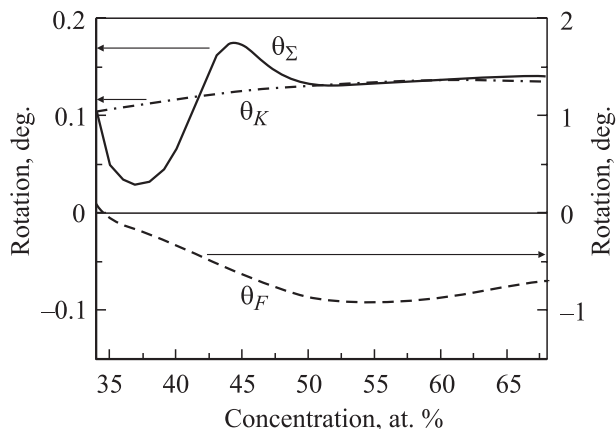


Рис. 7. Рассчитанные концентрационные зависимости эффекта Керра θ_K (штрих-пунктирная линия), эффекта Фарадея θ_F (штриховая линия) и суммарного эффекта θ_Σ (сплошная линия).

уровне 46 ат.% [12], наблюдаемый максимум не связан с перколяционными процессами. Поскольку этот максимум наблюдается в области концентраций магнитных гранул, при которой также наблюдается немонотонность в спектральных зависимостях оптических параметров, причиной наблюдаемого явления может быть эффект интерференции. О том, что наблюдаемый максимум не связан с изменением недиагонального элемента тензора диэлектрической проницаемости (3), говорит тот факт, что измеренный нами эффект Фарадея в этой области концентраций имеет ожидаемую монотонную зависимость от концентрации (штриховая линия на рис. 6, *c*). Измерение эффекта Фарадея было возможно только при концентрациях магнитных гранул менее 42 ат.%, что связано с сильным поглощением света при более высоких концентрациях.

Концентрационная зависимость эффекта Керра, измеренная для энергии фотонов 2.54 эВ (штриховая линия на рис. 6, *a*), имеет тот же характер, что и для энергии 1.96 эВ, но смещена относительно первой зависимости, т.е. наблюдаемый максимум является частотно-зависимым и поэтому не связан с изменением магнитных свойств нанокомпозитов в рассматриваемом диапазоне концентраций.

Мы рассчитали концентрационную зависимость поворота плоскости поляризации при отражении от тонкой пленки нанокомпозита (рис. 7). При расчете была использована модель эффективной среды [21] и соотношения (4)–(5), а также учтен не только эффект Керра для луча, отраженного от верхней границы нанокомпозитной пленки, но и эффект Фарадея для луча, прошедшего через пленку и отраженного от интерфейса пленка/подложка. Расчет концентрационной зависимости поворота плоскости поляризации показал, что интерференционные эффекты действительно приводят к резкому усилению магнитооптического эффекта в области низких концентраций магнитных гранул. Учитывая указанное выше, можно с уверенностью утверждать, что

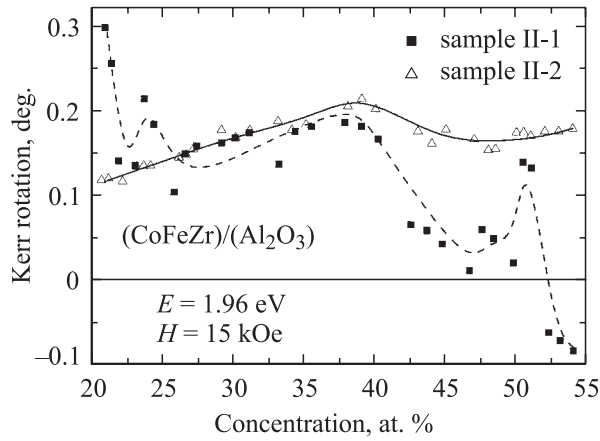


Рис. 8. Концентрационные зависимости эффекта Керра для нанокомпозитов (CoFeZr)/(Al₂O₃), полученных в постоянном магнитном поле II-2 (сплошная линия и светлые символы) и без магнитного поля II-1 (штриховая линия и темные символы).

наблюдаемая немонотонность в концентрационных зависимостях ниже порога перколяции связана с эффектом интерференции.

Другая интересная особенность была обнаружена в концентрационных зависимостях эффекта Керра для нанокомпозитов (CoFeZr)/(Al₂O₃) (рис. 8). Концентрационная зависимость эффекта Керра для нанокомпозитов II-2, имеющая единственный максимум в области порога перколяции, по нашему мнению, является типичной для нанокомпозитов. В то же время для образцов II-1 при концентрациях магнитной фазы более 52 at.% наблюдается смена знака эффекта. В наноструктурах того же состава, но полученных в постоянном магнитном поле и с охлаждением подложки II-2, подобного эффекта не наблюдается. Как было указано выше, оптические спектры данных нанокомпозитов не имеют принципиальных отличий, поэтому наблюдаемое расхождение в магнитооптических свойствах можно связать с различием в недиагональных элементах тензора диэлектрической проницаемости (3) для нанокомпозитов, полученных в магнитном поле и без магнитного поля.

Следует отметить, что при низких концентрациях в образцах II-1 наблюдаются осцилляции, которые в то же время отсутствуют в образцах II-2. Эта ситуация аналогична той, что уже обсуждалась при рассмотрении оптических свойств нанокомпозитов, и также связана с эффектом интерференции.

3.3. Магнитные свойства. На рис. 9 представлены полевые зависимости полярного магнитооптического эффекта Керра для наноструктур (CoFeB)/(SiO₂) и (CoFeZr)/(Al₂O₃) для концентраций магнитной фазы ниже и выше порога перколяции. Вид полевых зависимостей при низких концентрациях, в частности отсутствие гистерезиса и насыщения в полях 15 кОе, является типичным для ансамбля суперпарамагнитных частиц. Кривые намагниченности суперпарамагнетика описываются аналогично случаю парамагнитного материала

функцией Ланжевена [11], в которой вместо магнитного момента парамагнитного атома фигурирует магнитный момент гранулы, представляющей собой однодоменную ферромагнитную частицу

$$\theta_K = \theta_K^s \left(\coth \left(\frac{\mu H}{k_B T} \right) - \left(\frac{\mu H}{k_B T} \right)^{-1} \right), \quad (6)$$

где μ — магнитный момент гранулы, H — напряженность магнитного поля, T — температура.

Функция (6) позволила описать полевые зависимости эффекта Керра для всех типов исследуемых наноконкомпозитов при концентрациях ниже порога перколяции. Таким образом, в данном диапазоне концентраций изучаемые наноконкомпозиты можно рассматривать как ансамбль невзаимодействующих ферромагнитных однодоменных частиц с пренебрежимо малой дисперсией размеров для каждой концентрации. При более высоких концентрациях наночастицы расстояния между частицами уменьшаются, что приводит к возрастанию роли взаимодействий между ними, а также формированию кластеров и цепочек, вследствие чего наноконкомпозиты уже не являются суперпарамагнетиками. Появление слабого гистерезиса и насыщения, особенно четко проявляющегося в наноконкомпозитах I-1, подтверждает ферромагнетизм наноконкомпозитов выше порога перколяции.

Используя формулу (6), мы провели анализ полевых зависимостей эффекта Керра для образцов с concentra-

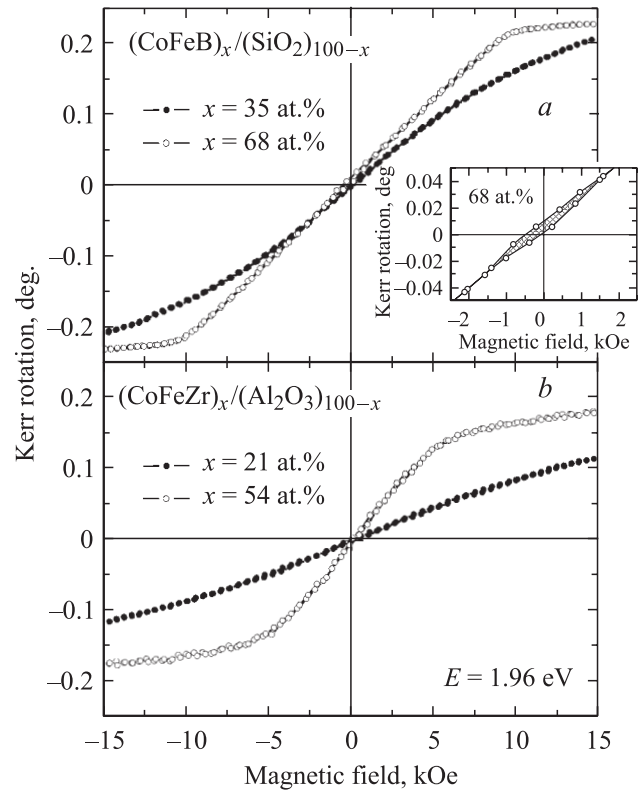


Рис. 9. Полевые зависимости эффекта Керра для наноконкомпозитов с концентрацией магнитной фазы ниже и выше порога перколяции: *a* — (CoFeB)/(SiO₂), *b* — (CoFeZr)/(Al₂O₃). На вставке: гистерезис для образца (CoFeB)₆₈/(SiO₂)₃₂.

цией ниже порога перколяции. Анализ показал, что по мере возрастания концентрации магнитной фазы происходит увеличение магнитного момента гранул, обусловленное ростом их размера. Присутствие примесей кислорода или азота в нанокompозитах (CoFeB)/(SiO₂) оказывает существенное влияние на величину магнитного момента гранул, уменьшая ее. Поскольку гистерезис и насыщение при высоких концентрациях лучше выражены в образцах без примесей, можно заключить, что присутствие примесей также уменьшает и взаимодействия между гранулами.

4. Заключение

Основные результаты проведенного исследования оптических, магнитооптических и магнитных свойств нанокompозитов (CoFeB)/(SiO₂) и (CoFeZr)/(Al₂O₃) можно сформулировать следующим образом.

(i) Установлено, что нанокompозиты (CoFeB)/(SiO₂) в области энергий выше 4.2 eV являются прозрачными независимо от концентрации магнитных гранул. Показано, что в этой области энергий сплав CoFeB также является прозрачным. Спектральные зависимости диэлектрических функций композитов (CoFeZr)/(Al₂O₃) являются более гладкими, и только выше порога протекания в них наблюдается появление четко выраженной структуры.

(ii) В концентрационных зависимостях эффекта Керра для нанокompозитов (CoFeB)/(SiO₂) — как содержащих примеси кислорода и азота, так и не содержащих примесей — обнаружена особенность, которую уверенно можно связать с интерференционными эффектами.

(iii) Спектры диагональных элементов тензора диэлектрической проницаемости среды для композитов (CoFeZr)/(Al₂O₃) аналогичны для образцов, полученных в магнитном поле и без него. Поэтому наблюдаемое различие в поведении концентрационных зависимостей эффекта Керра для двух типов нанокompозитов (CoFeZr)/(Al₂O₃) указывает на существенное изменение недиагональных элементов тензора диэлектрической проницаемости. Более подробную информацию можно будет получить из исследования спектральных зависимостей эффекта Керра для этих нанокompозитов.

(iv) Максимальная величина эффекта Керра в поле 15 kOe составляет 0.2–0.3°. Для сравнения величина эффекта Керра в насыщении для чистых Co и Fe составляет величины около 0.32° и 0.43° соответственно [22]. Для всех нанокompозитов максимальный эффект Керра (если не принимать во внимание локальные интерференционные максимумы в области низких концентраций) наблюдался в области концентраций, соответствующей области перколяции.

(v) Ниже порога перколяции исследованные нанокompозиты являются суперпарамагнетиками без значительной дисперсии размеров гранул. Выше порога перколяции существенную роль играют взаимодействия между наночастицами, причем присутствие примесей кислорода и азота снижает силу этих взаимодействий. Примеси также уменьшают величину магнитного момента гранул.

Список литературы

- [1] A.E. Berkowitz, J.R. Mitchell, M.J. Carey, A.P. Young, S. Zhang, F.E. Spada, F.T. Parker, A. Hutten, G. Thomas. *Phys. Rev. Lett.* **68**, 25, 3745 (1992).
- [2] А.С. Андреевко, В.А. Березовец, А.Б. Грановский, И.В. Золотухин, М. Инуе, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников, О.В. Стогней, Т. Палевский. *ФТТ* **45**, 8, 1446 (2003).
- [3] L.V. Lutsev, N.T. Kazantseva, I.A. Tchmutin, N.G. Ryvkina, Yu.E. Kalinin, A.V. Sitnikoff. *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, 22, 3665 (2003).
- [4] Б.А. Аронзон, Д.Ю. Ковалев, А.Н. Лагарьков, Е.З. Мейлихов, В.В. Рьльков, М.А. Седова, Н. Негре, М. Гойрон, Дж. Леотин. *Письма в ЖЭТФ* **70**, 2, 87 (1999).
- [5] А. Грановский, В. Гушин, И. Быков, А. Козлов, N. Kobayashi, S. Ohnuma, T. Masumoto, M. Inoue. *ФТТ* **45**, 5, 867 (2003).
- [6] T.V. Murzina, T.V. Misuryaev, A.A. Nikitin, O.A. Aktsipetrov, J. Güdde. *J. Magn. Magn. Mater.* **258–259**, 99 (2003).
- [7] V.G. Kravets, D. Bozec, J.A.D. Matthew, S.M. Thompson. *Phys. Rev. B* **65**, 5, 054415 (2002).
- [8] Wei Yang, Z.S. Jiang, J.H. Cai, Y.W. D, R.J. Zhang, S.M. Zhou, L.Y. Chen. *J. Magn. Magn. Mater.* **177–181**, 1289 (1998).
- [9] J.L. Menéndez, B. Bescós, G. Armelles, R. Serna, J. Gonzalo, R. Doole, A.K. Petford-Long, M.I. Alonso. *Phys. Rev. B* **65**, 20, 205413 (2002).
- [10] Ю.Е. Калинин, А.Т. Пономаренко, А.В. Ситников, О.В. Стогней. *Физика и химия обработки материалов* **5**, 14 (2001).
- [11] C.P. Bean, J.D. Livingston. *J. Appl. Phys.* **30**, 4, 120S (1959).
- [12] О.В. Стогней, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников, И.В. Золотухин, А.В. Слюсарев. *Физика металлов и металловедение* **91**, 1, 24 (2001).
- [13] А.В. Кимель, Р.В. Писарев, А.А. Ржевский, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников, О.В. Стогней, F. Bentivegna, Th. Rasing. *ФТТ* **45**, 2, 269 (2003).
- [14] 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).
- [15] В.Е. Буравцова, Е.А. Ганьшина, В.С. Гушин, Ю.Е. Калинин, С. Пхонгхирун, А.В. Ситников, О.В. Стогней, Н.Е. Сырьев. *Изв. АН. Сер. физ.* **67**, 7, 918 (2003).
- [16] X. Batlle, A. Labara. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **35**, 6, R15 (2002).
- [17] Р. Аззам, Н. Башара. *Эллипсометрия и поляризованный свет*. Мир, М. (1981), 584 с. [R.V.A. Azzam, N.M. Bashara. *Ellipsometry and polarized light*. North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1997)].
- [18] Р.В. Писарев. В кн.: *Физика магнитных диэлектриков*. Наука, Л. (1981). Гл. 5. С. 358–359.
- [19] R.W. Cohen, G.D. Coutts, B. Abeles. *Phys. Rev. B* **8**, 7, 3689 (1973).
- [20] P.B. Johnson, R.W. Christy. *Phys. Rev. B* **9**, 12, 5056 (1974).
- [21] T.K. Xia, P.M. Hui, D. Stroud. *J. Appl. Phys.* **67**, 6, 2736 (1990).
- [22] Г.С. Кринчик, В.А. Артемьев. *ЖЭТФ* **53**, 6, 1901 (1967).