

На правах рукописи



Петров Дмитрий Анатольевич

МАГНИТНЫЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
НАНОЧАСТИЦ Co И Ni, ИМПЛАНТИРОВАННЫХ
В ДИОКСИД КРЕМНИЯ

Специальность 01.04.11 – Физика магнитных явлений

диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Красноярск – 2011

Работа выполнена в Учреждении Российской академии наук
Институте физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения РАН

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор И.С. Эдельман

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Р.С. Исхаков

доктор физико-математических наук,
профессор В.В. Слабко

Ведущая организация: Институт физики металлов УрО РАН,
г. Екатеринбург

Защита состоится "16 "декабря 2011 г. в 14³⁰ час.

На заседании диссертационного совета Д 003.055.02 при Учреждении Российской академии наук Институте физики им. Л.В. Киренского СО РАН по адресу: 660036, Красноярск, Академгородок, 50 стр.38

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института физики им. Л.В. Киренского СО РАН

Автореферат разослан "14 "ноября 2011 г.

Ученый секретарь

диссертационного совета Д 003.055.02

доктор физ.-мат. наук



А.Н. Втюрин.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность

В наноразмерных магнитных системах обнаружено большое количество новых эффектов, связанных с малыми размерами частиц, взаимодействием их между собой и с материалом матрицы. С практической точки зрения интерес к магнитным наносистемам обусловлен их широким применением в современных высокотехнологичных устройствах. Весьма перспективной для создания магнитных материалов является технология ионной имплантации. Благодаря возможности имплантировать практически любой материал в любую матрицу и управлять свойствами нанокompозита, варьируя параметры имплантации, она является многообещающей технологией для создания наночастиц с широким спектром свойств.

Начиная с 1973 года, метод ионного синтеза широко используется для формирования наночастиц, в основном, благородных металлов в диэлектрических матрицах с целью получения новых нанокompозитных материалов для индустрии магнитной записи и создания высокоскоростных оптических устройств с рекордными значениями нелинейных оптических параметров (см. обзоры [1, 2] и ссылки в них). Этот метод позволяет создавать материалы, в которых сочетаются магнитные свойства и прозрачность в видимом диапазоне спектра, что может представлять интерес не только для магнитной записи и нелинейной оптики, но также и для получения новых комбинированных магнитооптических материалов. К настоящему времени известны работы, посвященные магнитооптическим явлениям, в основном, исследованию эффекта Керра (ЭК) в ионно-синтезированных нанокompозитных материалах. В частности, в работе [3] был исследован ЭК в ансамбле наночастиц Ni, формируемых в аморфном слое SiO₂ путем имплантации отрицательно заряженных ионов Ni. В [4] представлены магнитные свойства и спектральные зависимости магнитооптических эффектов в ансамбле наночастиц кобальта, создаваемых в матрице аморфного диоксида кремния с помощью имплантации высокоэнергетических ионов. К настоящему времени известно уже довольно много работ, посвящённых исследованию ионно имплантированных магнитных наночастиц в немагнитных матрицах, однако, существует ряд нерешённых проблем. Ряд авторов отмечает существование плоскостной магнитной анизотропии в планарных ансамблях магнитных наночастиц, в том числе изготовленных методом ионной имплантации (см. [5]). Важной задачей, поэтому, является точное решение магнитостатической задачи для таких ансамблей, получение зависимостей магнитных характеристик, таких как величины размагничивающих и резонансных полей в зависимости от размеров частиц и фактора заполнения. Большинство авторов посвящают свои усилия композитам на основе наночастиц кобальта, системы, включающие никель, исследованы совершенно недостаточно. В частности, нам не удалось найти электронно-микроскопических данных для наночастиц никеля в матрице диоксида кремния. Магнитооптические иссле-

дования ионносинтезированных нанокмполитов находятся на ранней стадии изучения.

Нанокмполитные материалы, созданные на основе оксидных матриц, имплантированных переходными элементами, являются объектами исследования настоящей диссертации, которая посвящена изучению магнитных и магнитооптических свойств диоксида кремния, имплантированного Co и Ni, получению характеристик формирующихся в стёклах наночастиц, установлению корреляций в цепочке: технологические параметры – размер и структура наночастиц – свойства образца. Особое внимание уделено статическим магнитным свойствам, ферромагнитному резонансу и магнитооптическим эффектам. Интерпретация полученных результатов опирается на данные о морфологии и структуре образцов, полученные прямым методом – электронной микроскопией высокого разрешения.

Цели работы – экспериментальное изучение структуры наночастиц; магнитооптических (МО) и магнитных свойств полученных нанокмполитов в широком интервале температур при различных ориентациях внешнего магнитного поля относительно плоскости образца; решение задачи магнитостатических полей планарных ансамблей магнитных наночастиц; установление природы МО активности.

Для достижения поставленных целей необходимо решить следующие задачи:

- исследовать образцы с помощью просвечивающего электронного микроскопа и определить кристаллическую структуру наночастиц, их размеры и распределение в материале матрицы;
- рассчитать магнитостатические поля в планарных ансамблях магнитных наночастиц;
- исследовать резонансные свойства на частоте 9 ГГц при параллельной и перпендикулярной ориентациях внешнего магнитного поля относительно плоскости образца в температурном интервале от 100 до 300 К, определить тип анизотропии имплантированных образцов и сопоставить с теоретическим расчётом;
- исследовать полевые и температурные зависимости намагниченности в интервале температур от 300 до 5 К;
- исследовать спектральные зависимости эффекта Фарадея и магнитного кругового дихроизма (МКД) в области 1–4 эВ;
- используя экспериментальные данные, рассчитать в приближении эффективной среды компоненты тензора диэлектрической проницаемости имплантированных образцов, проанализировать возможность возбуждения в наночастицах поверхностного плазменного резонанса (ППР).

Научная новизна

– Впервые точно рассчитаны магнитостатические поля в планарных ансамблях магнитных наночастиц.

– Впервые получены спектральные зависимости МКД в наночастицах Co и Ni, имплантированных в матрицу диоксида кремния, принципиально

отличающиеся от спектров тонких плёнок и массивных образцов Co и Ni.

– Впервые рассчитаны эффективные компоненты тензора диэлектрической проницаемости имплантированных образцов, с использованием данных МО экспериментов по измерению МКД и эффекта Фарадея.

Практическая ценность полученных результатов заключается в установлении обратной связи: технологические условия – свойства образцов, и создание предпосылок для разработки новых магнитооптических элементов для оптической области спектра.

Научные положения, выносимые на защиту

– Морфология наночастиц Ni, имплантированных в диоксид кремния: размеры, положение в матрице, толщина имплантированного слоя, кристаллическая структура, соответствующая ГЦК никелю, монокристалличность крупных частиц.

– Результаты расчёта магнитостатических полей – перпендикулярного и параллельного плоскости имплантированного слоя, в зависимости от размеров частиц и фактора заполнения для простой кубической и ОЦК решёток наночастиц, показавшие, что в планарных ансамблях наночастиц возникает магнитная анизотропия типа лёгкая плоскость, величина которой зависит от взаимодействия частиц внутри слоя (для простой кубической решётки) и с ближайшими соседями (для ОЦК решётки) и прямо пропорциональна фактору заполнения наночастиц.

– Полученные на основе анализа экспериментальных измерений характеристики спектров ферромагнитного резонанса (ФМР) в зависимости от коэффициента заполнения, качественно соответствующие результатам теоретического расчёта.

– Спектральные зависимости эффекта Фарадея и МКД образцов, имплантированных кобальтом и никелем, принципиально отличающиеся от соответствующих зависимостей для сплошных плёнок этих металлов. Вычисленные на основе эксперимента спектры компонент тензора диэлектрической проницаемости нанокмозитов и объяснение происхождения магнитооптических спектров никеля с помощью поверхностных плазменных колебаний электронов в наночастицах.

Личный вклад заключается в участии, совместно с руководителем, в постановке задачи, участии в разработке модели магнитостатических полей в планарных ансамблях наночастиц и проведении расчётов, в самостоятельном проведении измерений эффекта Фарадея, обработке спектральных данных магнитооптических, магнитных и резонансных экспериментов в рамках приближения эффективной среды, в расчёте распределения частиц, а также участии в анализе и интерпретации всех других экспериментальных результатов и подготовке материалов для публикации.

Апробация работы

Полученные результаты были представлены на Московском Международном Симпозиуме по Магнетизму (MISM 2008), Москва, 2008; Пятнадцатой

Всероссийской научной конференции студентов-физиков и молодых учёных (ВНКСФ-15), Кемерово-Томск, 2009; Третьей Всероссийской конференции по наноматериалам (НАНО 2009), Екатеринбург, 2009; IV Евро-Азиатском симпозиуме „Тенденции в магнетизме“ (EASTMAG 2010), Екатеринбург, 2010; Московском Международном Симпозиуме по Магнетизму (MISM 2011), Москва, 2011.

Работа поддержана грантами РФФИ № 07-02-92174 и № 11-02-00972, а так-же Целевой программой „Развитие научного потенциала высшей школы“ - РНП 2.1.1/3498.

Публикации

По теме диссертации опубликовано 8 научных работ: 3 статьи в российском и международных журналах по списку ВАК, 5 работ в сборниках тезисов Международных и Российских научных конференций и симпозиумов.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы, изложенных на 98 страницах. Список цитируемой литературы содержит 110 наименований. В тексте диссертации имеется 2 таблицы и 34 рисунка.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность рассматриваемых в диссертации проблем, сформулирована цель работы. Обозначена научная новизна и практическая ценность работы. Отмечен личный вклад соискателя. Представлена степень апробации, количество публикаций и структура диссертации.

Первая глава посвящена обзору литературы по проблемам, рассматриваемым в диссертации. Описана техника ионной имплантации, показаны её преимущества для создания наноструктур на основе частиц переходных металлов. Значительное внимание уделено исследованиям магнитной анизотропии планарных ансамблей магнитных наночастиц. Несмотря на то, что такие ансамбли весьма широко исследуются экспериментально и имеется ряд работ, качественно объясняющих возникновение в них магнитной анизотропии типа лёгкая плоскость, строгой теории анизотропии таких ансамблей к началу написания диссертации не существовало. Далее, в этой главе рассматриваются результаты работ по исследованию магнитооптических эффектов в системах с имплантированными магнитными наночастицами, а также приближение эффективной среды, различные модификации которого используются для интерпретации экспериментальных данных по СВЧ и оптическим свойствам ансамблей наночастиц. В заключение этой главы сформулирован ряд проблем, которые не были решены или решены недостаточно полно до начала настоящей работы, откуда вытекают цель и задачи диссертации.

Цель **второй главы** – дать точное решение магнитоэлектростатической задачи для модели частиц кубической формы, расположенных в узлах трёхмерной

периодической решётки конечного размера вдоль оси z и бесконечного в плоскости xy . Эта модель является обобщением двумерной модели, предложенной в [6] для описания магнитостатических полей в системе бесконечно длинных цепочек однодоменных магнитных частиц. Оговоримся, что задача решена для $T = 0$ К. Задача решалась путём последовательного усложнения модели, начиная со слоя ферромагнитных кубических частиц с длиной ребра $2a$, упорядоченных вдоль осей x и y с периодом T .

Из решения задачи о магнитостатическом потенциале внутри частицы для случая, когда все частицы намагничены перпендикулярно или параллельно слою, получено среднее магнитостатическое поле внутри каждой частицы, вызванное всеми частицами слоя, в том числе и размагничивающим полем самой частицы при перпендикулярной и параллельной ориентации намагниченности:

$$\frac{\bar{H}_z}{4\pi M} = \xi^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2 n\varphi \sin^2 m\varphi \sinh p\varphi}{(n\varphi)^2 (m\varphi)^2 p\varphi} e^{-p\varphi}, \quad (1)$$

$$\frac{\bar{H}_x}{4\pi M} = -\xi^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{n^2 \sin^2 n\varphi \sin^2 m\varphi}{n^2 + m^2 (n\varphi)^2 (m\varphi)^2} \left(1 - \frac{\sinh p\varphi}{p\varphi} e^{-p\varphi} \right). \quad (2)$$

где $\xi = 2a/T$ и $\varphi = \pi\xi$.

Опираясь на принцип суперпозиции, выражения, полученные для магнитостатических полей внутри и снаружи слоя, были использованы для расчёта магнитостатических полей в моделях простой кубической (ПК) и объёмно-центрированной кубической (ОЦК) решёток магнитных частиц с конечным числом слоёв. В случае ПК решётки магнитостатические поля для перпендикулярной и параллельной ориентации намагниченности выглядят следующим образом:

$$\frac{\bar{H}_{\perp}^{\text{ПК}}}{4\pi M} = -\xi^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2 n\varphi \sin^2 m\varphi \sinh p\varphi}{(n\varphi)^2 (m\varphi)^2 p\varphi} (e^{-p\varphi} - \sinh p\varphi \Phi^{nm}), \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{H_{\parallel}^{\text{ПК}}}{4\pi M} = & -\xi^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{n^2 \sin^2 n\varphi \sin^2 m\varphi}{n^2 + m^2 (n\varphi)^2 (m\varphi)^2} \\ & \times \left(1 - \frac{\sinh p\varphi}{p\varphi} e^{-p\varphi} + \frac{\sinh^2 p\varphi}{p\varphi} \Phi^{nm} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\Phi^{nm} = \sum_{k=1}^{N^+} e^{-2\pi k p} + \sum_{k=1}^{N^-} e^{-2\pi k p}. \quad (5)$$

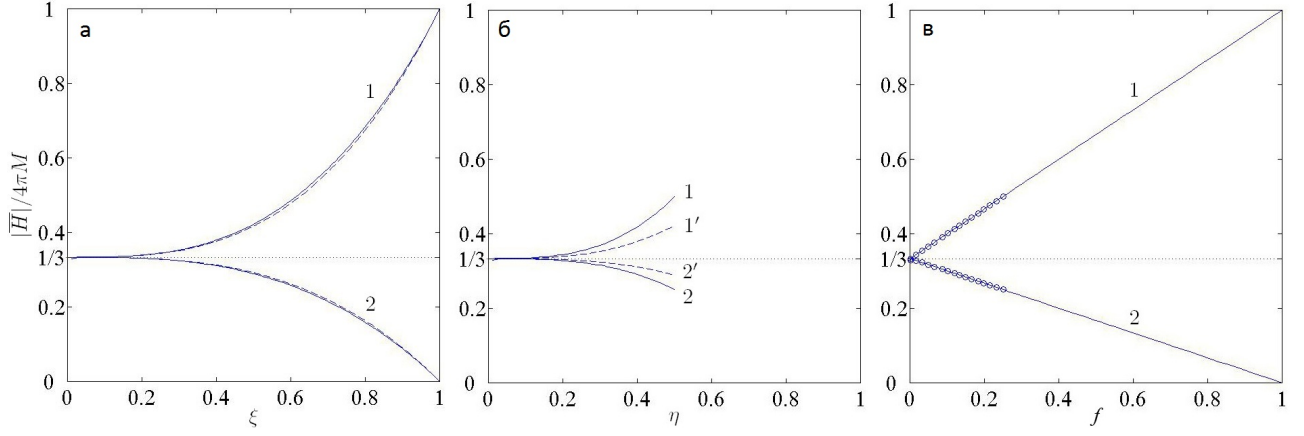


Рис. 1. Средние магнитостатические поля \overline{H}_\perp (кривые 1) и \overline{H}_\parallel (кривые 2): а) в ПК решётке, в зависимости от относительного размера частиц $\xi = 2a/T$; б) в ОЦК решётке, в зависимости от относительного размера частиц $\eta = 2a/L$; в) для ПК решётки (линии) и ОЦК решётки (кружки) в зависимости от фактора заполнения f .

В случае ГЦК решётки обе подрешётки имеют период L и смещены друг относительно друга на $L/2$ вдоль всех трёх координатных осей x , y и z , а магнитостатические поля для перпендикулярной и параллельной ориентации намагниченности выглядят следующим образом:

$$\frac{\overline{H}_\perp^{\text{ОЦК}}}{4\pi M} = -\eta^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2 n\psi \sin^2 m\psi \sinh p\psi}{(n\psi)^2 (m\psi)^2 p\psi} \times [e^{-p\psi} - \sinh p\psi (\Phi^{nm} - (-1)^n (-1)^m \Psi^{nm})], \quad (6)$$

$$\overline{H}_\parallel^{\text{ОЦК}} = -\eta^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{n^2}{n^2 + m^2} \frac{\sin^2 n\psi \sin^2 m\psi}{(n\psi)^2 (m\psi)^2} \times \left[1 - \frac{\sinh p\psi}{p\psi} e^{-p\psi} + \frac{\sinh^2 p\psi}{p\psi} (\Phi^{nm} + (-1)^n (-1)^m \Psi^{nm}) \right]. \quad (7)$$

где

$$\Psi^{nm} = \sum_{l=1}^{N^+} e^{-\pi(2l-1)p} + \sum_{l=1}^{N^-} e^{-\pi(2l-1)p}. \quad (8)$$

Рис. 1 демонстрирует относительные значения (модули) средних полей \overline{H}_\perp и \overline{H}_\parallel для всех рассмотренных моделей. Случай одного слоя показан на рис. 1 а пунктиром, а ПК решётки – сплошным линиями. При этом, во втором случае учитывался 201 слой. Видно, что зависимости средних полей от размера частиц, практически, одинаковы для обоих случаев. Добавление второй подрешётки значительно изменяет зависимости \overline{H}_\perp и \overline{H}_\parallel на рис. 1 б (пунктиром

показана аналогичная область для ПК решётки). Однако, эти изменения, по большей части, вызваны двумя ближайшими слоями второй подрешётки, расположенной на расстоянии $L/2$ от исходного слоя первой подрешётки. Учёт следующих слоёв второй подрешётки практически не изменяет форму кривых. Зависимости \overline{H}_\perp и \overline{H}_\parallel от коэффициента заполнения магнитных частиц $f = \frac{v_m}{v_m+v_0} = \xi^3 = 2\eta^3$ показаны на рис. 1 в. Поскольку средние поля \overline{H}_\perp и \overline{H}_\parallel проявляют одинаковые зависимости от f для обеих решёток, они могут быть аппроксимированы с хорошей точностью следующими выражениями:

$$\begin{aligned}\overline{H}_\perp &= -\frac{4\pi}{3}(1+2f)M_z, \\ \overline{H}_\parallel &= -\frac{4\pi}{3}(1-f)M_x.\end{aligned}\tag{9}$$

Выражения (9) были использованы для получения зависимостей полей магнитного насыщения и частот ферромагнитного резонанса от коэффициента заполнения магнитных частиц в матрице, которые могли бы быть использованы для сравнения с экспериментальными данными.

В третьей главе описаны установка и условия имплантации, использовавшиеся для создания образцов. Образцы изготовлены в Физико-техническом институте им. Е.К. Завойского РАН (г. Казань) на ионно-лучевом ускорителе ИЛУ-3 [7]. Две серии идентичных по дозам образцов получены путем имплантации ионов (40 кэВ) Ni^+ в плоскопараллельные пластины (площадь $\sim 5 \times 5$ мм) силикатного стекла и Co^+ в плоскопараллельные пластины аморфного плавленого кварца при различных дозах: 0.25, 0.5, 0.75 и 1.0×10^{17} ион/см² – образцы D1, D2, D3 и D4, соответственно, в каждой серии. Также в ней описаны методы просвечивающей электронной микроскопии, ферромагнитного резонанса и магнитооптические методы исследования образцов.

Четвёртая глава посвящена исследованию методами просвечивающей электронной микроскопии образцов, имплантированных Ni с дозами D3 и D4 (рис. 2). Показано, что в исследованных образцах формируется слой толщиной ~ 30 нм, включающий наночастицы кристаллического Ni сферической формы с размерами 3–16 нм. Крупные частицы являются монокристаллическими. Таким образом, учитывая, что размеры имплантированного слоя в плоскости образца на пять порядков превышают его толщину, можно утверждать, что этот слой представляет собой планарный ансамбль ферромагнитных металлических наночастиц.

В пятой главе представлены результаты экспериментальных исследований температурных и полевых зависимостей намагниченности, ФМР и магнитооптических эффектов имплантированных Ni и Co образцов.

Полевые зависимости намагниченности показали, что образцы, имплантированные с дозами D2–D4, обладают плоскостной магнитной анизотропией. На рис. 3 а, в качестве примера, показаны кривая намагничивания в плоскости образца Ni D4 при комнатной температуре (полюсные маркеры), и полевая зависимость ЭФ при намагничивании образца перпендикулярно его

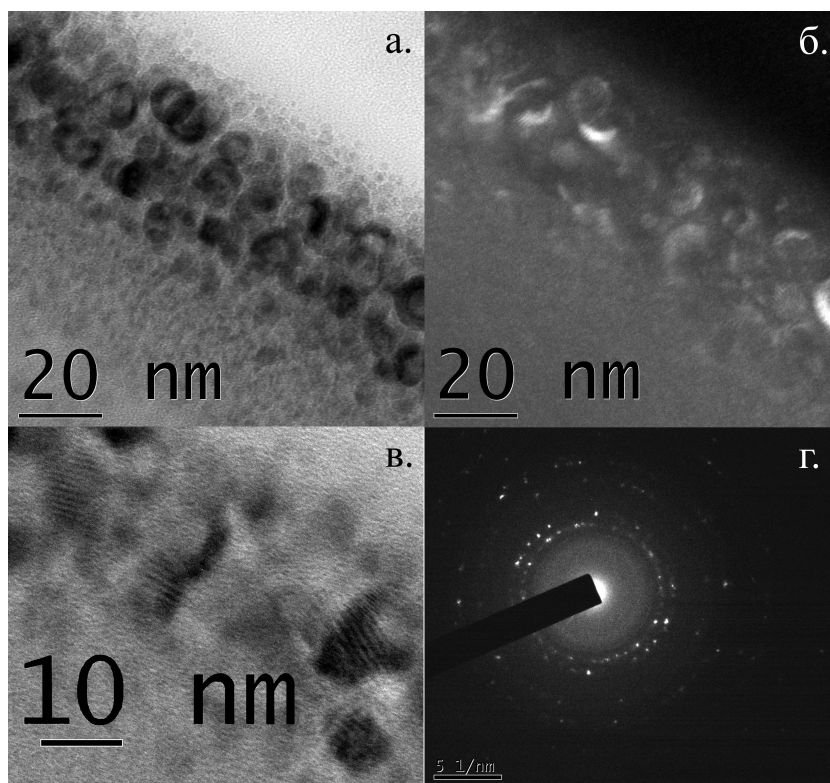


Рис. 2. Электронно-микроскопические светлопольное (а) и соответствующее ему темнопольное изображение (б), светлопольное изображение с муаровым узором (в) и картина микродифракции электронов (г) поперечного сечения образца D4.

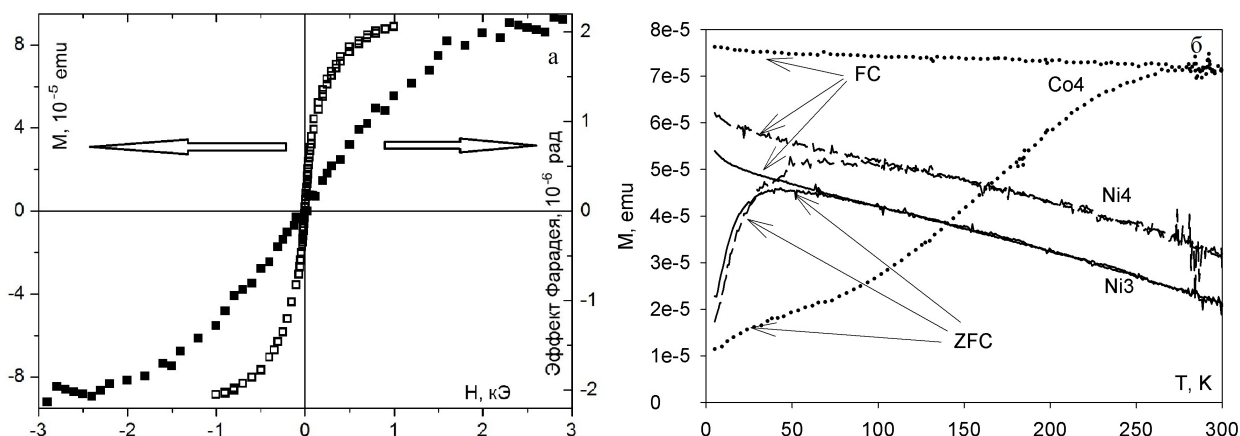


Рис. 3. а) Полевые зависимости намагниченности в плоскости образца (полые маркеры) и эффекта Фарадея в магнитном поле, нормальном плоскости образца (сплошные маркеры), образца SiO_2 , имплантированного наночастицами Ni с дозой D4, при комнатной температуре. б) Температурные зависимости намагниченности для режимов охлаждения FC и ZFC для образцов, имплантированных Ni с дозами D3 (сплошная линия) и D4 (пунктирная линия), и образца, имплантированного Co с дозой D4 (точки).

плоскости, так же при комнатной температуре (сплошные маркеры). Поскольку ЭФ является линейной функцией намагниченности, полевые зависимости ЭФ и намагниченности полностью идентичны. Из рисунка видно, что в данном случае наблюдается плоскостная анизотропия. При этом форма кривой намагничивания в плоскости образца является, практически, безгистерезисной.

На рис. 3 б показаны FC и ZFC температурные зависимости намагниченности для образцов, имплантированных никелем с дозами D3 и D4, а также для образца, имплантированного кобальтом с дозой D4. Для всех этих образцов характерно различие FC и ZFC кривых, возникающее при некоторой температуре. Такое поведение характерно для ансамблей суперпарамагнитных частиц [8].

Из рис. 3 б видно, что для обоих образцов, имплантированных Ni, температура необратимости (температура при которой начинается расхождение кривых FC и ZFC) уменьшается с уменьшением дозы имплантации и, соответственно, среднего размера частиц и составляет 75 и 100 К для образцов D3 и D4. Средняя температура блокировки, определяемая по положению максимума кривой ZFC, составляет $T_b \sim 40$ и 60 К. Ширина максимума для образца D4 больше в соответствии с большей дисперсией размеров наночастиц.

Таким образом, при комнатной температуре ансамбли наночастиц Ni в исследованных образцах находятся в суперпарамагнитном состоянии. Такому выводу соответствует и безгистерезисная кривая намагничивания образца D4 при комнатной температуре, показанная на рис. 3 а. Наблюдаемое вблизи 5 К возрастание намагниченности этих образцов связано, по-видимому, с присутствием в матрице неконтролируемых парамагнитных примесей, а также изолированных ионов Ni в имплантированном слое.

В случае образца, имплантированного Co с дозой D4, температура необратимости близка к комнатной температуре (рис. 3 б), и на кривой намагничивания при комнатной температуре наблюдается гистерезис. Однако, максимум, подобный тем, которые видны на кривых ZFC для Ni D3 и D4, отсутствует. Имеет место очень плавное изменение намагниченности. Такое поведение связано не только с дисперсией размера наночастиц, но также и с возможным сосуществованием наночастиц с различной структурой: ГЦК и ГПУ [9]. Существенную роль также играет величина магнитной анизотропии. Так, в частности для ГПУ Co при комнатной температуре первая константа анизотропии равна 4.3×10^6 эрг/см³ ([10] стр. 784). При понижении температуры константа анизотропии сильно возрастает, при 73 К она составляет $\sim 7 \times 10^6$ эрг/см³ [11]. Для ГЦК Co при 4.2 К константа анизотропии 9×10^5 эрг/см³. В то же время для Ni эта константа близка к 5×10^3 эрг/см³ при комнатной температуре. Такое резкое различие констант анизотропии Co и Ni объясняет значительно более низкое значение T_b для образцов Ni, несмотря на большую величину среднего размера наночастиц. Заблокированному состоянию наночастиц при низких температурах соответствует появление гистерезиса на кривых намаг-

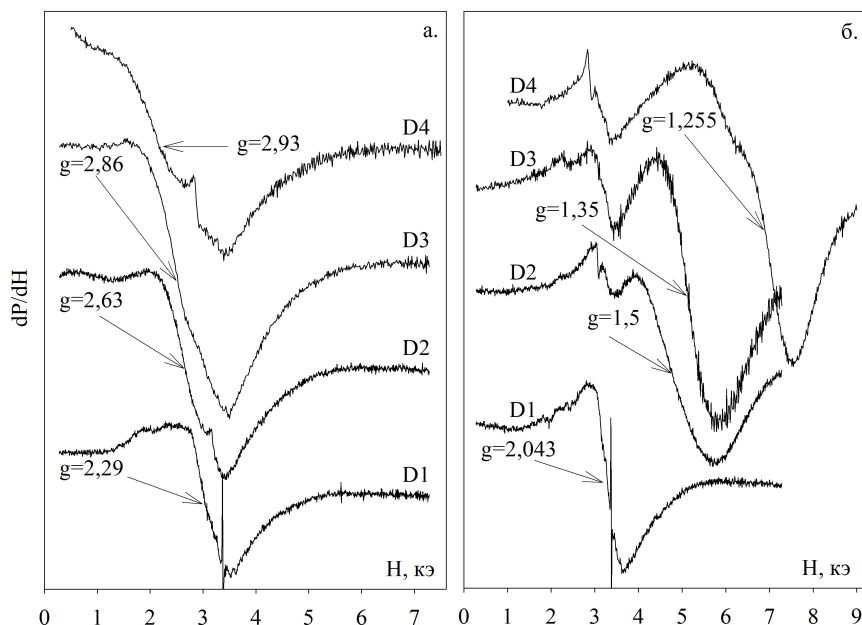


Рис. 4. ФМР спектры образцов, имплантированных кобальтом с дозами D1–D4, при параллельной (а) и перпендикулярной (б) ориентациях внешнего магнитного поля относительно плоскости образца, снятые при комнатной температуре.

ничивания. При этом, для образцов, имплантированных Ni, коэрцитивная сила не велика ~ 200 Э, для Co ~ 1750 Э, она возрастает по сравнению с коэрцитивной силой при комнатной температуре почти на 2 порядка величины. Полученные данные по температурным зависимостям намагниченности согласуются с результатами исследования ФМР, представленными в следующем разделе.

Спектры ФМР, записанные при комнатной температуре для образцов, имплантированных кобальтом, показаны на рис. 4. Очень узкая линия при магнитном поле, близком к 3.3 кЭ, вызвана радиационными дефектами в стекле.

В спектрах ФМР двух исследуемых систем имеются общие свойства. Интенсивности сигналов растут, а линии смещаются к низким и высоким полям, соответственно, для параллельной и перпендикулярной ориентаций магнитного поля относительно плоскости образца при увеличении дозы имплантации. Такое поведение качественно соответствует результатам расчёта анизотропии планарного ансамбля наночастиц, проведённого во второй главе, и данным по полевым зависимостям намагниченности. Из рисунка 4 видно, что поле анизотропии $H_a = (H_{0\perp} - H_{0\parallel})$ увеличивается при увеличении дозы имплантации. Анизотропия в плоскости отсутствует. Таким образом, несмотря на то, что исследуемые имплантированные образцы содержат неупорядоченные в пространстве наночастицы с большой дисперсией размеров, и измерения проведены при конечной температуре, зависимость их магнитного поведения от

дозы имплантации и, следовательно, размера частиц, в принципе, соответствует расчёту для правильной решётки наночастиц, проведенному для нулевой температуры.

Полученные спектры ФМР были проанализированы в приближении эффективной среды подобно тому, как это было сделано, например, в [12]. По формулам Киттеля были рассчитаны значения эффективных намагниченности (M_{eff}) и g-факторов (g_{eff}), показанные в таблице 1. Для образца Ni D3 рассчитана спонтанная намагниченность M при использовании $M_{eff} = 230$ Гс, полученной из измерений ФМР, и фактора заполнения $f = 0.57$, оцененного из электронно-микроскопического светлопольного изображения (рис. 2 а). Эти величины дают $M = 405$ Гс, что довольно близко к значению намагниченности объёмного Ni [10]. Подобная оценка для образца, имплантированного Co, некорректна, т.к. спектры ФМР записывались в перпендикулярном поле, меньшем поля насыщения.

Таблица 1. Значения M_{eff} и g_{eff} рассчитанные по формулам Киттеля для образцов, имплантированных Co и Ni.

Образец	Доза имплантации ($\times 10^{17}$ ион/см ²)	M_{eff} (Гс)	g_{eff}
Co D1	0.25	74	2.92
Co D2	0.50	151	2.8
Co D3	0.75	193	2.79
Co D4	1.00	217	2.86
Ni D1	0.25	нет сигнала	нет сигнала
Ni D2	0.50	86	2.9
Ni D3	0.75	230	2.9
Ni D4	1.00	210	3.0

В разделе 5.2.2 проведено разложение ФМР сигнала на компоненты, поскольку полученные спектры характеризуются сильной асимметрией резонансной линии. Спектры хорошо описываются двумя компонентами: двумя Гауссовыми компонентами для образцов, имплантированных Co (рис. 5), а для образцов, имплантированных Ni – Гауссовой и Лоренцевой компонентами. Наличие двух резонансных контуров (двух компонент разложения) может быть связано, например, с сосуществованием двух основных типов наночастиц с различными характеристиками в имплантированной области SiO₂. (Компонента D связана с парамагнитными примесями в матрице, резонансное поле для неё одинаково при обоих направлениях постоянного магнитного поля). В случае образцов, имплантированных Co, это могут быть две кристаллические фазы: ГПУ и ГЦК. Для массивного кобальта ГПУ фаза является устойчивой до 704 К, при более высоких температурах имеет место переход в ГЦК фазу. В ряде работ было показано, что в наночастицах Co ГЦК фаза может наблюдать-

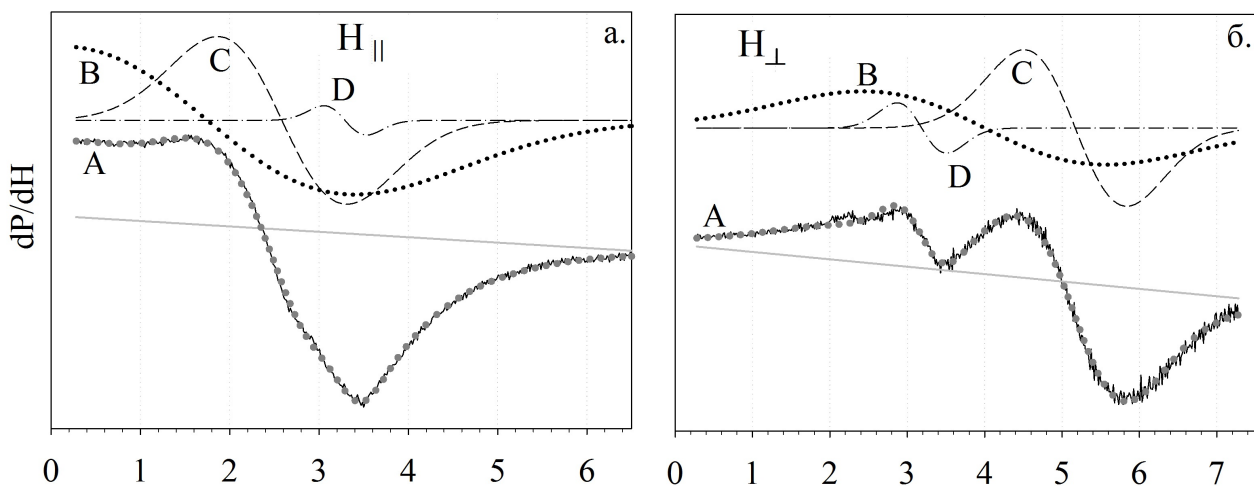


Рис. 5. Примеры разложения спектров ФМР для образца, имплантированного Со с дозой D3, при параллельной (а) и перпендикулярной (б) ориентациях магнитного поля относительно плоскости образца. $T = 290$ К.

ся при более низких температурах [9]. Таким образом, часть низкоразмерных частиц может сформироваться в ГЦК фазе, которая характеризуется более высоким значением намагниченности в использованном магнитном поле по сравнению с ГПУ фазой. В случае образцов, имплантированных Ni, два набора размеров частиц, 6–10 и 12–15 нм могут отвечать, соответственно, за присутствие Гауссовой (С) и Лоренцевой (В) компонент. Проанализированы зависимости параметров компонент разложения резонансных кривых от коэффициента заполнения и температуры. На рис. 6 показано, что резонансное поле обеих компонент в перпендикулярном постоянном поле возрастает линейно, а в параллельном постоянном поле – линейно уменьшается по дозе имплантации, т.е. плоскостная анизотропия возрастает в соответствии с проведённым во второй главе расчётом.

В заключение этого раздела можно констатировать, что характеристики спектров ФМР качественно соответствует теоретическому рассмотрению, представленному во второй главе, несмотря на то, что исследованные реальные системы отличаются от идеальной модели правильной решётки однородно намагниченных частиц при нулевой температуре. Также как и полевые зависимости намагниченности, спектры ФМР демонстрируют анизотропию типа лёгкая плоскость. Величина анизотропии возрастает при увеличении коэффициента заполнения магнитной фазы. Температурные зависимости параметров ФМР согласуются с температурным поведением намагниченности.

Следующий раздел пятой главы посвящён исследованию магнитооптических эффектов – эффекта Фарадея (ЭФ) и магнитного кругового дихроизма (МКД).

Немногочисленные имеющиеся в литературе работы по исследованию магнитооптических эффектов в образцах, имплантированных металлически-

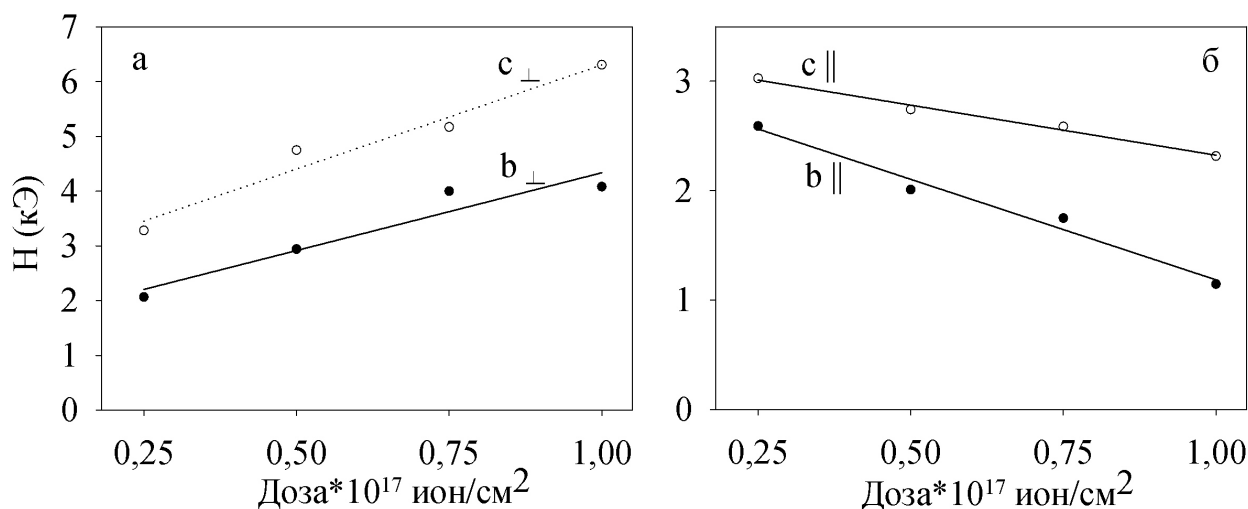


Рис. 6. Зависимости резонансных полей от дозы имплантации для В и С компонент разложения спектров ФМР образцов, имплантированных Со, при перпендикулярной (а) и параллельной (б) ориентациях намагниченности относительно плоскости образца.

ми магнитными наночастицами, связаны, в основном, с измерениями эффекта Керра в отражённом свете [3]. Эффект Фарадея (ЭФ) в исследуемых здесь образцах, имплантированных Со, был измерен ранее при комнатной температуре [4]. Мы повторили эти измерения с более высокой точностью, впервые получили для этих образцов спектральные и температурные зависимости магнитного кругового дихроизма (МКД), а для образцов, имплантированных Ni, и ЭФ и МКД измерены нами впервые.

Спектральные зависимости ЭФ в образцах, имплантированных никелем с дозами D2–D4, показаны на рис. 7 а в сравнении с ЭФ в сплошной плёнке никеля. Из рисунка видно, что спектральные кривые 2–4 принципиально отличаются от спектра ЭФ сплошной плёнки Ni, который полностью соответствует известным литературным данным [13]. А именно, в спектральных зависимостях для имплантированных образцов наблюдается ярко выраженный максимум ЭФ, который сдвигается от 3.35 к 2.88 эВ при увеличении дозы имплантации, и наблюдается смена знака эффекта при 2.00, 1.85 и 1.71 эВ для доз D2, D3, D4, соответственно. Для плёнки никеля ЭФ положителен во всей исследуемой спектральной области и достигает максимального значения около 1.25 эВ, слабый локальный максимум наблюдается вблизи 2.5 эВ.

Аналогично ЭФ, спектры МКД образцов, имплантированных никелем, представленные на рис. 7 б, существенно отличаются от спектра МКД сплошной плёнки Ni. В спектрах МКД образцов D2–D4 наблюдаются два чётких экстремума: положительный по знаку максимум, сдвигающийся от 3.65 к 3.50 эВ по мере увеличения дозы имплантации, и отрицательный по знаку максимум (минимум на спектральной зависимости), также сдвигающийся к меньшим

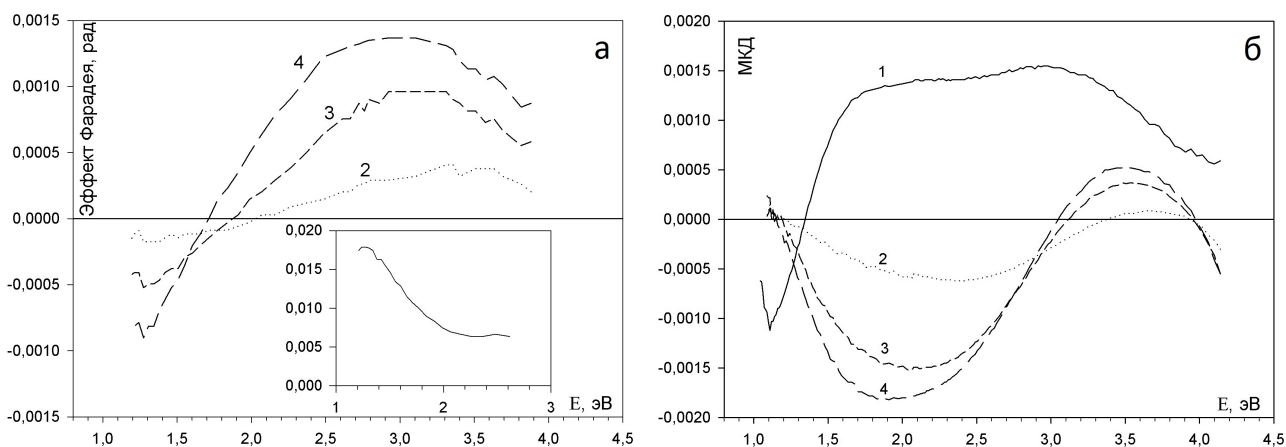


Рис. 7. Спектральные зависимости для образцов, имплантированных Ni с дозами D2–D4 (кривые 2–4, соответственно): а) ЭФ в поле 2.9 кЭ (на вставке: спектральная зависимость ЭФ для сплошной плёнки никеля толщиной 17.5 нм в таком же поле); б) МКД в поле 3.5 кЭ (кривая 1 для сплошной плёнки Ni толщиной 20.5 нм).

энергиям с увеличением дозы. Спектральное положение отрицательного по знаку максимума МКД приблизительно соответствует области перемены знака ЭФ. Для сплошной плёнки никеля также наблюдается соответствие между положением максимума в спектре ЭФ и точкой смены знака (переходом через 0) вблизи 1 эВ в спектре МКД.

Для обоих магнитооптических эффектов амплитуда сигнала монотонно возрастает по мере увеличения дозы имплантации, что объясняется количественным ростом магнитоупорядоченной фазы никеля в имплантируемом слое SiO₂. Оценка, проведённая с учётом толщины эффективного слоя ферромагнетика содержащего наночастицы никеля, и фактора его заполнения магнитной фазой показала, что величина удельного ЭФ в максимуме спектральной зависимости для образца D4 близка к удельному ЭФ в сплошной плёнке никеля в данной спектральной области. Понижение температуры измерения до 95 К приводит к возрастанию МКД в экстремальных точках приблизительно на 20 %, а также к незначительному сдвигу экстремумов в область более высоких энергий.

Спектральные зависимости ЭФ в образцах, имплантированных кобальтом с дозами D1–D4, показаны на рис. 8 а. Кривые 5–6 на этом рисунке показывают спектры ЭФ в сплошных плёнках кобальта с ГЦК и ГПУ структурами толщиной 30 нм. Так же как и в случае никеля, спектральные кривые 1–4 принципиально отличаются от спектров ЭФ сплошных плёнок Co. Для плёнок кобальта ЭФ положителен во всей исследуемой спектральной области и имеет максимумы около 1.8 и 1.55 эВ для плёнок в ГЦК и ГПУ фазах, соответственно. В то же время, в спектрах имплантированных образцов наблюдается сильная зависимость от дозы имплантации. При малых дозах (D1, D2) ЭФ отрицателен

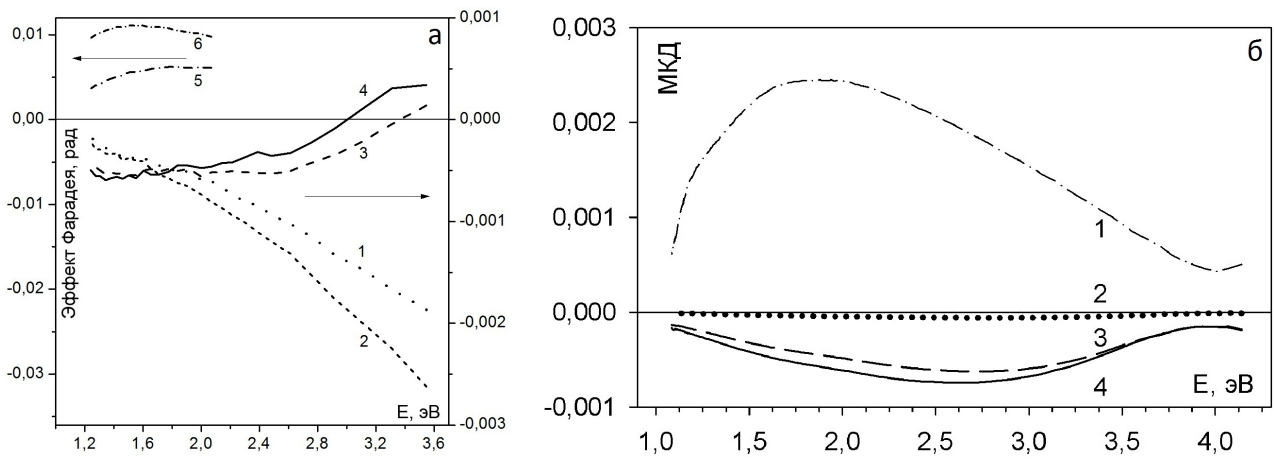


Рис. 8. Спектральные зависимости для образцов, имплантированных Со: а) ЭФ для доз D1–D4 (кривые 1–4, соответственно) и для сплошных плёнок Со толщиной 30 нм в ГЦК (кривая 5) и ГПУ (кривая 6) фазах в поле 3 кЭ; б) МКД для доз D1, D3, D4 (кривые 2–4) и сплошной плёнки Со толщиной 30 нм (кривая 1) в поле 3.5 кЭ.

и монотонно возрастает по модулю при увеличении энергии световой волны (отметим ещё раз, что приведенные спектры получены как разность спектров, измеренных для данных образцов, и спектра подложки SiO₂, не подвергнутой имплантации). При больших дозах (D3, D4) он отрицателен почти во всей исследуемой области, практически не меняется от 1.2 до 2.5 эВ, а затем возрастает, меняя знак при 3.35 и 3 эВ для образцов D3 и D4, соответственно.

Аналогично ЭФ, спектры МКД образцов, имплантированных кобальтом, представленные на рис. 8 б, существенно отличаются от спектра сплошной плёнки Со. Последний положителен во всей исследуемой области, имеет широкий максимум от 1.65 до 2 эВ и минимум при 4 эВ. МКД имплантированных кобальтом образцов D2–D4 отрицателен, имеет максимум около 2.7 эВ и минимум около 4 эВ. Амплитуда сигнала монотонно возрастает по мере увеличения дозы имплантации, что объясняется количественным ростом магнитоупорядоченной фазы кобальта в имплантируемой слое SiO₂.

Для объяснения полученных магнитооптических спектров использовались два подхода: приближение эффективной среды, усредняющее характеристики матрицы и наночастиц, и рассмотрение возможности возбуждения поверхностных плазменных колебаний в наночастицах металла.

В рамках приближения эффективной среды рассчитаны спектральные зависимости действительной и мнимой частей диагональной компоненты эффективного тензора, $\hat{\epsilon}_{eff,xx}$, для исследуемых образцов D2–D4 по формуле

$$\epsilon_{eff,xx} = \epsilon_0 \frac{\epsilon_{xx}(1 + 2f) + 2\epsilon_0(1 - f)}{\epsilon_{xx}(1 - f) + \epsilon_0(2 + f)}, \quad (10)$$

где ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость стеклянной матрицы, ϵ_{xx} – комплекс-

ная диагональная компонента тензора диэлектрической проницаемости объёмного Ni или Co, значения которой получены с помощью данных [14]. (Таким образом, было сделано допущение о равенстве оптических констант материала частиц константам массивного никеля). Полученные таким образом спектры $\varepsilon_{eff,xx}$ далее были использованы для определения спектров n и k образцов D2–D4, которые, в свою очередь были использованы для расчёта недиагональных компонент $\varepsilon_{eff,xy}$ вместе с экспериментальными данными по ЭФ и МКД:

$$\begin{cases} \varepsilon'_{xy,eff} = -\frac{\pi}{\lambda}(n\alpha_F + \frac{k\theta}{4}) \\ \varepsilon''_{xy,eff} = -\frac{\pi}{\lambda}(k\alpha_F - \frac{n\theta}{4}) \end{cases}, \quad (11)$$

где α_F – величина угла вращения в ЭФ, приведенного к эффективной толщине образца, измеренная в радианах, θ – приведенное к эффективной толщине значение МКД, λ – длина волны падающего на образец света.

Рассчитанные таким образом зависимости, как для n и k , так и для недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости ($\varepsilon_{xy,eff} \times (h\nu)^2$) существенно отличаются от спектров этих величин для массивных Ni и Co [15]. Это может быть связано не только с переходом от сплошной среды к эффективной, но и с включением других механизмов поглощения света, обусловленных малым размером частиц. В этой связи обратим внимание на спектральную зависимость рассчитанного коэффициента поглощения k , в которой появляется широкий максимум в области 3.5–3.2 эВ. Положение этого максимума сдвигается к меньшим энергиям при увеличении фактора заполнения f . Для верификации модели для образца имплантированного Ni с дозой D3 был записан спектр оптического поглощения, который по форме оказался подобным спектру k , рассчитанному для данного образца, но с гораздо худшим разрешением максимума.

Максимум поглощения в этой области наблюдался рядом авторов для образцов, содержащих наночастицы различных металлов, полученных различными методами, и приписывался возбуждению поверхностного плазменного резонанса (ППР) [16]. Впервые задача о возбуждении поверхностных плазмонов была поставлена Ми еще в 1908 году [17]. Решая уравнения Максвелла с соответствующими граничными условиями для ансамбля металлических наночастиц, диспергированных в диэлектрической матрице, при условиях малости размера частиц по сравнению с длиной световой волны и отсутствия взаимодействия между частицами, Ми получил выражение для поглощения света в такой системе в виде:

$$k(\omega) = \frac{9\omega\varepsilon_0^{3/2}V}{c} + \frac{\varepsilon''_{xx}(\omega)}{(\varepsilon'_{xx}(\omega) + 2\varepsilon_0)^2 + (\varepsilon''_{xx}(\omega))^2}, \quad (12)$$

где ω – частота внешнего электромагнитного поля, c – скорость света, $V = 4\pi a^3/3$ – объем частиц, ε_0 – диэлектрическая константа матрицы (предполагается не зависящей от длины волны), ε'_{xx} и ε''_{xx} – действительная и мнимая части

комплексной диэлектрической константы металла, зависящие от длины волны. Резонанс поглощения, то есть ППР, должен иметь место, когда знаменатель выражения (12) принимает минимальное значение.

Многочисленные экспериментальные исследования ППР в наночастицах, сначала щелочных, а затем благородных металлов показали, что частота ППР существенно меньше частоты, вытекающей из теории Ми. Такое расхождение обычно приписывается изменению электронной плотности вблизи поверхности частиц (так называемому spill-out эффекту). В малых частицах электронная плотность при $T = 0$ К определяется многочастичной волновой функцией основного состояния. Однако эта функция распространяется за пределы геометрического объема наночастицы, определяемого её радиусом, и некоторое количество электронов, N_{out} , оказываются за пределами частицы. Spill-out эффект приводит к следующему выражению для частоты ППР:

$$\tilde{\omega}_M = \omega_M - \frac{\omega_M N_{out}}{2N}, \quad (13)$$

где N – полное число электронов. Таким образом, частота ППР сдвигается в длинноволновую область спектра по сравнению с резонансом Ми. N_{out}/N определяется отношением объема внешнего электронного облака, V_{out} , к суммарному объёму $V_{out}/(V_{out} + V)$. При этом V равен физическому объёму частицы, а V_{out} – объёму сферы вокруг частицы, в которую „разлетаются“ электроны. Есть и другие эффекты, влияющие на частоту ППР. Однако для оценки ожидаемой частоты ППР в системе наночастиц Ni, ограничимся здесь определением ω_M и $\tilde{\omega}_M$, руководствуясь формулами (12) и (13), соответственно. Для учёта spill-out эффекта по формуле (13) предположим V_{out} , равным объёму сферы вокруг частицы, с толщиной близкой к параметру решётки Ni ~ 0.5 нм. Тогда при среднем диаметре частиц в образце, например, D4, равном ≈ 8 нм получим $[V_{out}/(V_{out} + V)] \approx 0.3$ и $\tilde{\omega}_M \approx 3$ эВ. Вблизи 3 эВ, то есть вблизи частоты ППР, наблюдается смена знака МКД всех исследованных образцов, имплантированных Ni. Таким образом форма спектров МКД может быть объяснена расщеплением по спине частот плазменных колебаний электронов и различной плотностью электронов с противоположными направлениями спинов. Если это так, то противоположным направлениям магнитного поля будут соответствовать две полосы поглощения, сдвинутые по энергии друг относительно друга и имеющие различную интенсивность. Пример моделирования спектра МКД, как разности двух полос поглощения показан на рис. 9 для образца имплантированного Ni с дозой D3. Ширина полос обусловлена как процессами затухания, так и значительным разбросом размеров частиц. Разделить эти два механизма в настоящее время не представляется возможным.

Основные результаты

Исследованы магнитные и магнитооптические свойства планарных ансамблей наночастиц Co и Ni, синтезированных методом имплантации высоко-

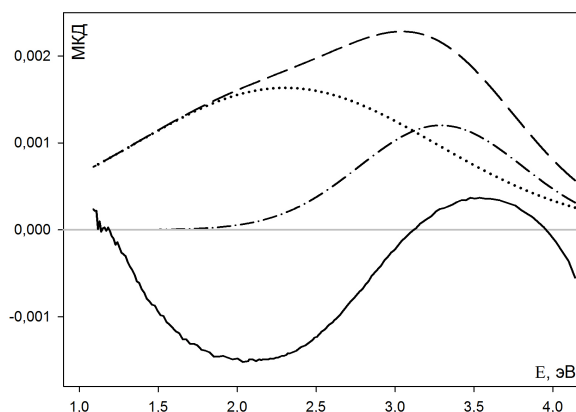


Рис. 9. Разложение на составляющие спектра МКД для образца имплантированного Ni с дозой D4: сплошная кривая – экспериментальный спектр МКД, точки и точка-тире – компоненты разложения, взятые по модулю, пунктир – сумма двух компонент, являющаяся оптическим поглощением.

энергетических ионов Co^+ и Ni^+ в приповерхностных слоях диоксида кремния.

1. Теоретически решена задача о магнитоэлектрических полях в периодической решётке ферромагнитных частиц в планарной немагнитной матрице для случаев простой кубической и ОЦК решёток. Показано, что в такой системе возникает плоскостная магнитная анизотропия, определяемая разностью размагничивающих полей, $H_{\perp} - H_{\parallel}$, получены зависимости \overline{H}_{\perp} и \overline{H}_{\parallel} от коэффициента заполнения магнитной фазы f . Получены аналитические выражения для полей ферромагнитного резонанса и полей насыщения для кривых намагничивания. Независимость этих выражений от типа решётки позволяет предположить, что они остаются справедливыми и вне рамок рассмотренной модели.

2. С помощью просвечивающей электронной микроскопии, дифракции электронов и энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии показано, что в имплантированных Ni образцах формируется слой толщиной ~ 30 нм, включающий наночастицы кристаллического Ni сферической формы с размерами 3–16 нм, зависящими от дозы имплантации. Частицы наибольших размеров являются монокристаллами.

3. Измерения полевых и температурных зависимостей намагниченности показали, что наночастицы Ni при комнатной температуре находятся в суперпарамагнитном состоянии с переходом в заблокированное состояние в области температур ниже 100 К; наночастицы Co претерпевают переход в заблокированное состояние при температурах, близких к комнатной. Для частиц обоих металлов наблюдается плоскостная анизотропия, которая следует из различия кривых намагничивания во внешних полях, перпендикулярном и параллельном плоскости образца.

4. Наличие анизотропии формы ярко продемонстрировано с помощью ФМР спектроскопии. Возрастание этой анизотропии при увеличении коэффициента заполнения магнитной фазы f , качественно соответствует теоретическому расчёту. Температурные зависимости параметров ФМР согласуются с температурным поведением намагниченности.

5. Впервые получены спектральные и полевые зависимости магнито-оптического эффекта Фарадея и магнитного кругового дихроизма, которые принципиально отличаются от спектров сплошных тонких плёнок соответствующих металлов. Проведён расчёт компонент тензора диэлектрической проницаемости имплантированных слоёв в приближении эффективной среды. Показано, что в образцах, имплантированных Ni, эффект Фарадея и магнитный круговой дихроизм в ближней ультрафиолетовой и видимой областях спектра обусловлены поверхностным плазменным резонансом.

Публикации по теме диссертации:

1. Ignatchenko V.A., Edelman I.S., Petrov D.A. Magnetostatic fields in planar assemblies of magnetic nanoparticles // PHYSICAL REVIEW B. –2010. –V. 81, Is. 5. –article № 054419.

2. Edelman I.S., Petrakovskaja E.A., Petrov D.A., Zharkov S.M., Khaibullin R.I., Nuzhdin V.I., Stepanov A.L. FMR and TEM Studies of Co and Ni Nanoparticles Implanted in the SiO₂ Matrix // APPLIED MAGNETIC RESONANCE. –2008. –V. 50, № 11. –P. 2088–2094.

3. Эдельман И.С., Петров Д.А., Иванцов Р.Д., Жарков С.М., Хайбуллин Р.И., Валеев В.Ф., Нуждин В.И., Степанов А.Л. Микроструктура и магнито-оптика оксида кремния с имплантированными наноразмерными частицами никеля // ЖЭТФ. –2011. –Т. 140, В. 6. –С. 1191–1202.

ИСПОЛЬЗОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Meldrum A., Haglund R.F., Jr., Boatner L.A., White C. W. Nanocomposite Materials Formed by Ion Implantation // Advanced Materials. –2001. –V. 13, № 19. –P. 1431–1444.
2. Gonella F. Metal nanocluster composite silicate glasses // Reviews on Advanced Materials Science. –2007. –V. 14. –P. 134–143.
3. Amekura H., Takeda Y., Kishimoto N. Magneto-optical Kerr spectra of nickel nanoparticles in silica glass fabricated by negative-ion implantation // Thin Solid Films. –2004. –V. 464–465. –P. 268–272.
4. Эдельман И.С., Воротынова О.В., Середкин В.А., Заблуда В.Н., Иванцов Р.Д., Гатиятова Ю.И., Валеев В.Ф., Хайбуллин Р.И., Степанов А.Л.

- Магнитные и магнитооптические свойства ионно-синтезированных наночастиц кобальта в оксиде кремния // ФТТ. –2008. –Т. 50, № 11. –С. 2002–2008.
5. Okay C., Rameev B.Z., Khaibullin R. I., Okutan M., Yildiz F., Popok V.N., Aktas B. Ferromagnetic resonance study of iron implanted PET foils // *Physica Status Solidi (a)*. –2006. –V. 203, № 7. –P. 1525–1532.
 6. Ignatchenko V.A., Kronmuller H., Gronefeld M. Magnetostatic coupling of 2-dimensional periodic arrangements of single domain particles // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1990. –V. 89. –P. 229–235.
 7. Stepanov A.L. Ion-synthesis of silver nanoparticles and their optical properties. –New York: Nova Sci. Publ., –2010. –P. 81.
 8. Bean C.P., Livingston J.D. Superparamagnetism // *J. Appl. Phys. Suppl.* –1959. –V. 30, № 4. –P. 120S–129S.
 9. Kitakami O., Sato H., Shimada Y., Sato F., Tanaka M. Size effect on the crystal phase of cobalt fine particles // *Physical Review B*. –1997. –V. 56, № 21. –P. 13849–13854.
 10. Вонсовский С.В. Магнетизм. –М.: Наука, –1971. –1032 с.
 11. Киренский Л.В., Дрокин А.И., Лаптей Д.А. Температурный магнитный гистерезис ферромагнетиков и ферритов. –Новосибирск: РИО СО АН СССР, –1965. –160 с.
 12. Netzelmann U. Ferromagnetic resonance of particulate magnetic recording tapes // *Journal of Applied Physics*. –1990. –V. 68, № 4. –P. 1800–1807.
 13. Clemens K.H., Jaumann J. Magnetooptische und optische Eigenschaften von ferromagnetischen Schichten im Ultraroten // *Zeitschrift für Physik a Hadrons and Nuclei*. –1963. –V. 173, № 1. –P. 135–148.
 14. Johnson P.B., Christy R.W. Optical constants of transition metals: Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, and Pd // *Physical Review B*. –1974. –V. 9, № 12. –P. 5056–5070.
 15. Кринчик Г.С., Артемьев В.А. Магнитооптические свойства Ni, Co и Fe в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областях спектра // *ЖЭТФ*. –1967. –Т. 53, № 6(12). –С. 1901–1912.
 16. Amekura H., Takeda Y., Kishimoto N. Criteria for surface plasmon resonance energy of metal nanoparticles in silica glass // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*. –2004. –V. 222. –P. 96–104.
 17. Mie G. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen // *Annalen der Physik*. –1908. –V. 25, № 3. –P. 377–445.

Петров Дмитрий Анатольевич
МАГНИТНЫЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
НАНОЧАСТИЦ Co И Ni, ИМПЛАНТИРОВАННЫХ
В ДИОКСИД КРЕМНИЯ

автореферат диссертации на соискание учёной степени
кандидата физ.-мат. наук.

Подписано в печать 11.11.2011. Заказ № 58
Формат 60 × 90/16. Усл. печ. л. 1. Тираж 60 экз.
Типография Института физики им.Л.В. Киренского СО РАН.

