

# Магнитные и магнитооптические свойства ионно-синтезированных наночастиц кобальта в оксиде кремния

© И.С. Эдельман, О.В. Воротинова\*, В.А. Середкин, В.Н. Заблуда, Р.Д. Иванцов, Ю.И. Гатиятова\*\*, В.Ф. Валеев\*\*, Р.И. Хайбуллин\*\*, А.Л. Степанов\*\*,\*\*\*

Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук, 660036 Красноярск, Россия

\* Институт градостроительства, управления и региональной экономики

Сибирского федерального университета, 660041 Красноярск, Россия

\*\* Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Российской академии наук, 420029 Казань, Россия

\*\*\* Лазерный центр Ганновера, 30419 Ганновер, Германия

E-mail: ise@iph.krasn.ru

(Поступила в Редакцию 28 января 2008 г.)

Исследованы магнитные и магнитооптические свойства ионно-синтезированных наночастиц кобальта в аморфной матрице диоксида кремния в зависимости от дозы имплантации. Полевые зависимости намагниченности, а также магнитооптические эффекты Фарадея и Керра демонстрируют переход от суперпарамагнитного поведения ансамбля наночастиц кобальта при комнатной температуре к ферромагнитному отклику с анизотропией, характерной для тонкой магнитной пленки с ростом ионной дозы. Проведено моделирование кривых намагничивания как для суперпарамагнитного, так и ферромагнитного ансамбля наночастиц кобальта с целью определения их средних размеров и плотности заполнения в облученном слое матрицы диоксида кремния. Выявлено существенное различие спектральных зависимостей эффектов Фарадея и Керра ионно-синтезированных наночастиц кобальта по сравнению со сплошными пленками кобальта, обусловленное локализованным возбуждением свободных электронов в наночастицах.

Авторы выражают благодарность Научному фонду им. Александра Гумбольдта (Германия) за финансовую поддержку А.Л. Степанова в Германии, Российскому фонду фундаментальных исследований (проекты № 04-02-97505-р\_офи, 06-02-08147-офи и 07-02-92174-НЦНИ), Программе ОФН РАН „Новые материалы и структуры“, Р.Д. Иванцов благодарит за поддержку Фонд содействия отечественной науке.

PACS: 75.60.Ej, 78.20.Ls, 61.46.Df

## 1. Введение

Потребность в высокоскоростных оптических устройствах записи, обработки и передачи информации стимулирует поиск материалов с высокими значениями магнитооптических параметров [1,2]. Одним из перспективных путей развития этого направления является создание композитных материалов на основе наночастиц переходных металлов в диэлектрических или полупроводниковых матрицах. Особенности возбуждения электронов проводимости в наноразмерных частицах металла в видимом диапазоне приводят к изменению спектральных зависимостей недиагональных компонент тензора оптической проводимости, ответственных за магнитооптические эффекты, что может усиливать магнитооптические эффекты в необходимых областях спектра [3,4].

Магнитные свойства нанокompозитов, полученных при имплантации ионов кобальта в монокристаллическую подложку  $\text{TiO}_2$ , описаны в [5]. Наблюдаемая в таких образцах магнитная анизотропия объяснялась влиянием кристаллографической анизотропии матрицы  $\text{TiO}_2$ , содержащей кобальт. В этой связи особый интерес вызывают исследования магнитных свойств наночастиц

кобальта, полученных при имплантации в аморфную подложку при режимах ионного облучения, аналогичных режимам, использованным в работе [5]. Для этих целей в настоящей работе в качестве матрицы выбрана подложка кварцевого стекла — аморфного диоксида кремния ( $\text{SiO}_2$ ). Представляется актуальным проследить модификацию магнитооптических спектров имплантированных образцов при варьировании дозы имплантации и выявить оптимальные условия формирования образцов, обеспечивающие, с одной стороны, достаточно выраженные магнитные свойства ансамбля наночастиц, а с другой — сохранение высокой прозрачности нанокompозиционного материала.

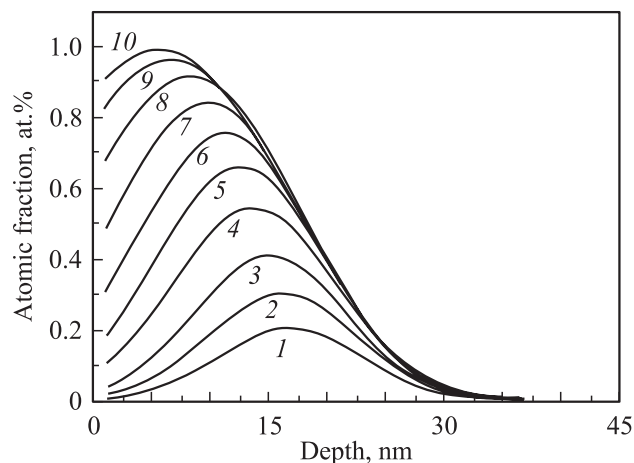
В настоящей работе приведены первые результаты исследования магнитооптических эффектов — Фарадея, полярного и меридионального Керра — в ансамбле наночастиц кобальта, создаваемых в матрице аморфного диоксида кремния с помощью технологии имплантации, в зависимости от ионной дозы. Полученные результаты сопоставлены с данными исследований магнитооптических эффектов в гранулированных мультислойных пленках  $\text{Co/SiO}_2$ , изготовленных методом ионно-плазменного напыления.

## 2. Экспериментальная часть

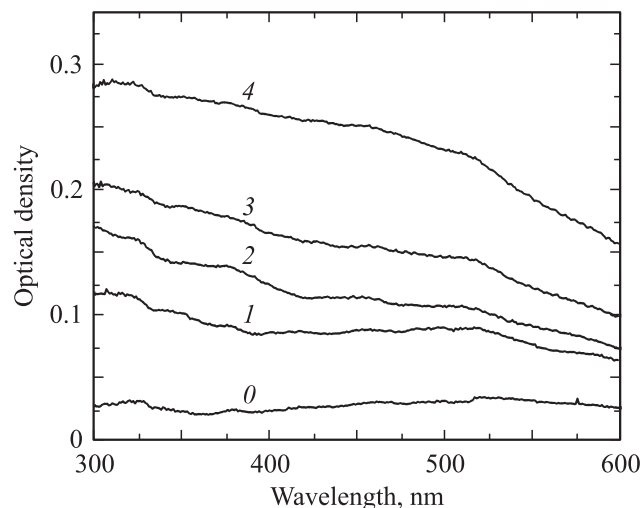
2.1. Приготовление образцов. Наночастицы кобальта формировались в  $\text{SiO}_2$  методом имплантации низкоэнергетических ионов  $\text{Co}^+$  (40 keV) при различных ионных дозах ( $D$ ):  $0.25 \cdot 10^{17}$  (образец 1),  $0.5 \cdot 10^{17}$  (образец 2),  $0.75 \cdot 10^{17}$  (образец 3) и  $1.0 \cdot 10^{17}$   $\text{ion/cm}^2$  (образец 4). Имплантация проводилась при комнатной температуре в остаточном вакууме порядка  $10^{-5}$  Torr на ионно-лучевом ускорителе ИЛУ-3 [6]. Плотность тока в ионном пучке поддерживалась около  $8 \mu\text{A/cm}^2$  с тем, чтобы предотвратить неконтролируемое нагревание стеклянной мишени.

Для моделирования профиля распределения имплантированных ионов кобальта в стекле была использована компьютерная программа (DYNA-алгоритм) [7], основанная на рассмотрении парных столкновений внедряемых ионов с атомами подложки, приводящих к изменению фазового состояния приповерхностного слоя мишени, и учитывающая эффект ее поверхностного распыления. На рис. 1 представлено распределение имплантированных ионов по глубине в зависимости от дозы имплантации. Чтобы оценить распределение имплантируемой примеси в образце до того, как образуются металлические наночастицы, в приведенных расчетах были выбраны несколько меньшие дозы по сравнению с дозами, используемыми в эксперименте.

Из рис. 1 видно, что толщина имплантируемого слоя в образцах составляет порядка 30 nm, а пик концентрации внедренной примеси кобальта растет с увеличением дозы имплантации и сдвигается к поверхности. Как результат, при более высоких дозах концентрация металла вблизи поверхности может достигать значительных величин, превышающих порог его растворимости в стекле, что приводит к образованию наночастиц кобаль-



**Рис. 1.** Рассчитанные профили распределения концентрации имплантированной примеси кобальта по глубине в матрице диоксида кремния ( $\text{SiO}_2$ ) при имплантации ионов кобальта с энергией 40 eV для различных ионных доз.  $D$ ,  $10^{15}$   $\text{ion/cm}^2$ : 0.6 (1), 0.9 (2), 1.1 (3), 1.6 (4), 1.9 (5), 2.3 (6), 2.8 (7), 3.3 (8), 3.8 (9), 4.3 (10).



**Рис. 2.** Спектры оптической плотности композиционных образцов, сформированных при различных ионных дозах.  $D$ ,  $10^{17}$   $\text{ion/cm}^2$ : 0.25 (1), 0.5 (2), 0.75 (3) и 1.0 (4). Спектр неимплантированного стекла соответствует кривой 0.

та в имплантированном слое подложки. Формирование наночастиц кобальта при высокодозной имплантации кобальта в подложку  $\text{SiO}_2$  наблюдалось ранее в работах [8–10]. Сферические по форме наночастицы кобальта регистрировались на поперечных срезах имплантированных образцов с помощью просвечивающей электронной микроскопии, и при ионной дозе  $1.0 \cdot 10^{17}$   $\text{ion/cm}^2$  их размеры составляли  $\sim 3\text{--}8$  nm.

Спектр оптического поглощения (оптической плотности) композиционных материалов регистрировался в области 300–600 nm (рис. 2). Как следует из рисунка, поглощение образца растет с увеличением дозы облучения, что связано как с возрастанием количества радиационных дефектов в стекле, так и образованием наночастиц кобальта и повышением их плотности (концентрации) в имплантированном слое. Как известно, радиационные дефекты обуславливают оптическое поглощение облучаемого  $\text{SiO}_2$  в ближнем УФ-диапазоне спектра при длинах волн, меньших  $\sim 350$  nm [11]. Поэтому магнитооптические измерения выполнялись при длинах волн больших, чем 350 nm, где преобладает поглощение наночастицами кобальта.

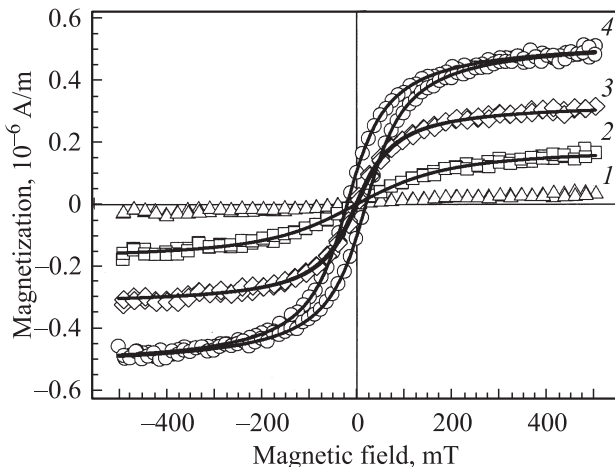
2.2. Методика магнитных и магнитооптических измерений. Магнитные свойства синтезированных композиционных материалов исследовались методом индукционной магнитометрии. Зависимость величины наведенного магнитного момента от значения магнитного поля, приложенного либо в плоскости (in-plane геометрия), либо перпендикулярно плоскости (out-of-plane геометрия) образца, регистрировалась при комнатной температуре на магнитометре с разверткой магнитного поля до 500 mT. При обработке результатов магнитных измерений диамагнитный вклад от подложки был вычтен, а величина регистрируемого магнитного мо-

мента была приведена к объему имплантируемого слоя образца с целью сравнения намагниченности наноконструктивных материалов, синтезированных при различных дозах имплантации.

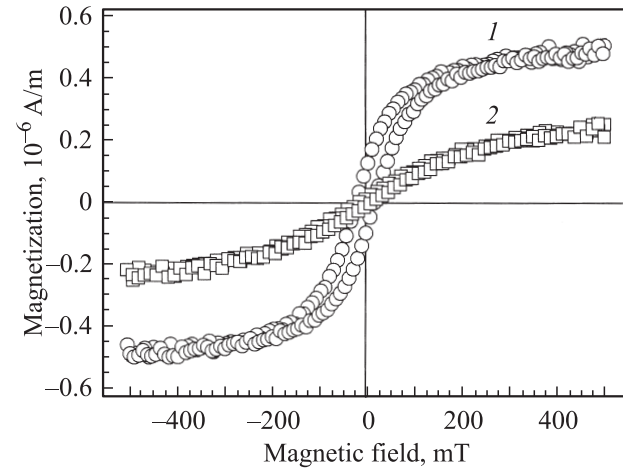
При измерении магнитооптических эффектов использовалась модуляция ориентации плоскости поляризации световой волны по азимуту. Магнитооптическое вращение Фарадея было измерено в нормальной (out-of-plane) геометрии как функция длины электромагнитной волны в спектральном интервале 500–1000 nm и внешнего магнитного поля, которое изменялось в пределах от  $-500$  до  $+500$  мТ. Полярный эффект Керра был измерен в спектральном диапазоне 400–800 nm в магнитном поле до 1.4 Т, направленном вдоль нормали к поверхности образцов. Меридиональный эффект Керра для  $p$ -поляризации световой волны был измерен для длины волны 550 nm в магнитном поле до 120 мТ, направленном параллельно поверхности образца и плоскости падения света. Точность измерения магнитооптических эффектов составляла величину  $\pm 0.2$  min.

### 3. Результаты эксперимента и обсуждение

3.1. Кривые намагничивания. Полученные при сканировании магнитного поля в плоскости образца кривые намагничивания стекол с наночастицами кобальта, сформированными при различных значениях  $D$ , представлены на рис. 3. При малых значениях  $D = 0.25 \cdot 10^{17}$  ion/cm<sup>2</sup> композиционные образцы проявляют парамагнитный отклик при комнатной температуре (рис. 3, кривая 1). С последующим ростом количества внедренной примеси кобальта



**Рис. 3.** Экспериментальные кривые намагничивания образцов композиционных материалов на основе пластинок SiO<sub>2</sub> с наночастицами кобальта, сформированными при различных ионных дозах, регистрируемые в плоскости пластинок при комнатной температуре.  $D$ ,  $10^{17}$  ion/cm<sup>2</sup>: 1 — 0.25, 2 — 0.5, 3 — 0.75, 4 — 1.0. Результаты моделирования экспериментальных кривых по формулам (1), (2) представлены сплошными линиями.



**Рис. 4.** Экспериментальные кривые намагничивания композиционного материала на основе пластинки SiO<sub>2</sub> с наночастицами кобальта, сформированными при имплантации с ионной дозой  $1.0 \cdot 10^{17}$  ion/cm<sup>2</sup>, для двух предельных ориентаций магнитного поля. 1 — в плоскости пластинки, 2 — перпендикулярно плоскости пластинки.  $T = 300$  К.

$D = (0.5-0.75) \cdot 10^{17}$  ion/cm<sup>2</sup> облученные стекла проявляют суперпарамагнитные свойства (рис. 3, кривые 2 и 3). При максимальной дозе имплантации  $D = 1.0 \cdot 10^{17}$  ion/cm<sup>2</sup> в композиционном образце наблюдается ферромагнитный отклик. Об этом свидетельствует наличие петли магнитного гистерезиса с параметрами: коэрцитивное поле  $B_C = 18.5$  мТ и отношение остаточной намагниченности ( $M_{rem}$ ) к намагниченности насыщения ( $M_{sat}$ ), равное  $M_{rem}/M_{sat} \sim 0.2$  (рис. 3, кривая 4). Таким образом, можно проследить динамику развития магнитного отклика в кварцевом стекле с ростом количества имплантированного кобальта (наночастиц): переход парамагнетик–суперпарамагнетик–ферромагнетик при комнатной температуре.

Исследования угловой зависимости петли магнитного гистерезиса для SiO<sub>2</sub>, облученного максимальной дозой  $D = 1.0 \cdot 10^{17}$  ion/cm<sup>2</sup>, показали, что наблюдаемый ферромагнетизм композиционного материала проявляет анизотропию типа „легкая“ плоскость, характерную для тонкой ферромагнитной пленки. Кривые намагничивания, регистрируемые при двух предельных ориентациях магнитного поля по отношению к плоскости композиционного образца, представлены на рис. 4. Установлено, что форма и параметры петли гистерезиса не меняются при изменении ориентации магнитного поля в in-plane геометрии, что свидетельствует об отсутствии магнитной анизотропии в плоскости образца. Однако при сканировании магнитного поля, приложенного перпендикулярно плоскости пластинки (out-of-plane геометрия), достичь насыщения намагниченности не удастся даже при максимальном значении поля 500 мТ (рис. 4). Таким образом, можно заключить, что направление нормали к плоскости имплантированной пластинки является осью „трудного“ намагничивания.

Рассчитанные значения величин концентрации, среднего объема и размера наночастиц кобальта, синтезированных в аморфной матрице SiO<sub>2</sub> при различных дозах имплантации

Ионная доза, 10 <sup>17</sup> ion/cm <sup>2</sup>	Концентрация частиц, 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>	Средний объем, nm <sup>3</sup>	Средний диаметр, nm
0.50	3.4	37.8	4.2
0.75	5.1	44.6	4.4
1.00	5.9	61.6	4.9

Как известно, магнитный отклик наноконпозиционного материала, суперпарамагнитный или ферромагнитный, весьма чувствителен к размеру и количеству включений (наночастиц) магнитной фазы. Поэтому в настоящей работе проведены оценки средних размеров синтезируемых наночастиц кобальта и плотности заполнения ими имплантируемого слоя путем моделирования экспериментальных кривых намагничивания исследуемых образцов. Для моделирования полевой зависимости намагниченности композиционных материалов в суперпарамагнитном режиме была использована функция Ланжевена [12]

$$M = M_S \left( \coth(x) - \frac{1}{x} \right), \quad (1)$$

где  $x = M_{Co} \langle V \rangle B / kT$  — безразмерная величина,  $M_S = NM_{Co} \langle V \rangle$  — намагниченность насыщения наноконпозиционной системы,  $T = 300$  К — температура измерения,  $M_{Co}$  — намагниченность насыщения *hcp*-фазы металлического кобальта, равная  $1.435 \cdot 10^6$  А/м [12]. В качестве варьируемых при моделировании параметров в формуле Ланжевена были выбраны средний объем  $\langle V \rangle$  и концентрация ( $N$ ) наночастиц кобальта в имплантированном слое. На рис. 3 представлены результаты моделирования для суперпарамагнитных образцов наноконпозиционных материалов, сформированных при дозах  $0.5 \cdot 10^{17}$  и  $0.75 \cdot 10^{17}$  ion/cm<sup>2</sup>. Из рисунка видно, что построенные по формуле (1) модельные кривые 2 и 3 хорошо согласуются с экспериментально регистрируемыми зависимостями намагничивания синтезированных материалов от приложенного поля.

Для ферромагнитного образца, полученного при максимальной дозе имплантации, с ярко выраженной петлей магнитного гистерезиса моделирование полевых зависимостей намагниченности проводилось по формуле, предложенной в работе [13],

$$M = \frac{2NM_{Co} \langle V \rangle}{\pi} \arctan \left( \frac{B \pm B_C}{B_T} \right), \quad (2)$$

где  $M_{Co}$  — намагниченность насыщения металлического кобальта,  $B_C$  — коэрцитивное поле,  $B_T$  — пороговое значение поля магнитной анизотропии, превышение которого приводит к установлению однородной намагниченности всего объема образца, а  $N$  и  $\langle V \rangle$ , как и в формуле (1), — концентрация наночастиц кобальта и варьируемые значения среднего объема наночастиц соответственно. Предложенная выше формула (2) наилучшим образом описывает поведение ферромагнит-

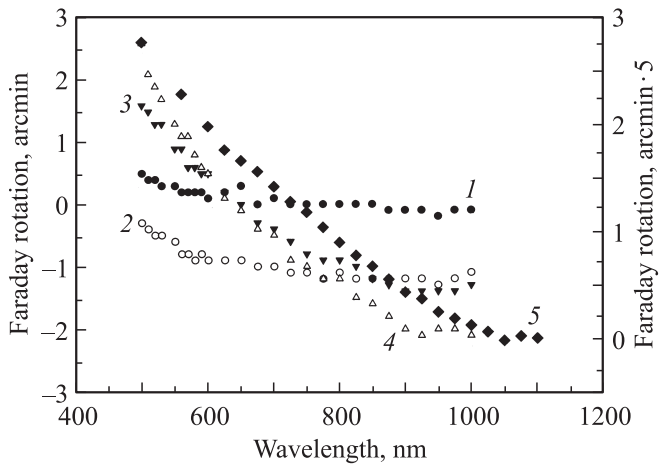
ной системы (рис. 3, сплошная кривая 4). Параметры моделирования как суперпарамагнитных, так и ферромагнитных образцов исследуемых наноконпозиционных материалов, а также рассчитанные из объема значения среднего диаметра наночастиц кобальта в предположении их сферической формы приведены в таблице.

Таким образом, на основании проведенного выше анализа результатов магнитных исследований можно заключить, что размер ионно-синтезированных наночастиц кобальта в аморфной матрице оксида кремния составляет величину  $\sim 4-5$  nm, а наблюдаемый с повышением дозы имплантации переход от суперпарамагнитного к ферромагнитному отклику наноконпозиционной системы обусловлен увеличением плотности наночастиц в имплантированном слое. Заметим, что полученные результаты для дисперсных параметров оказываются в согласии с электронно-микроскопическими наблюдениями ионно-синтезированных наночастиц кобальта в матрице кварцевого стекла [8–10].

3.2. Магнитооптические эффекты. Эффект Фарадея в сформированном наноконпозиционном материале определяется несколькими вкладками: диамагнитным вращением матрицы SiO<sub>2</sub>, парамагнитным вращением невзаимодействующих ионов кобальта и вращением ионов кобальта, включенных в кластеры и/или наночастицы. Вклад кобальта, определенный как разность между спектрами, записанными для каждого из образцов, имплантированных с дозами  $D = (0.25, 0.5, 0.75 \text{ и } 1.0) \cdot 10^{17}$  ion/cm<sup>2</sup>, и спектром матрицы SiO<sub>2</sub>, не содержащей кобальта, показан на рис. 5 кривыми 1–4 соответственно. Очевидно, ни одна из этих кривых не может быть описана известной формулой для парамагнитного вращения.

$$\alpha_{\text{para}} = \frac{A\lambda}{(\lambda^2 - \lambda_0^2)}, \quad (3)$$

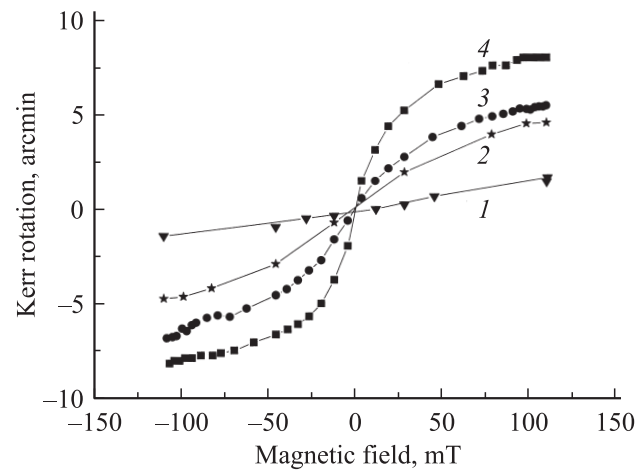
где  $A$  и  $\lambda_0$  — константа и эффективная длина волны, связанные с парамагнитными ионами. Не соответствуют эти кривые и известным литературным данным для однородных ферромагнитных слоев кобальта. В соответствии с [14] эффект Фарадея однородной ферромагнитной пленки кобальта в видимой области спектра положителен, и его величина возрастает с увеличением длины волны  $\lambda$ , достигая максимального значения вблизи  $\lambda = 1.2 \mu\text{m}$  (рис. 14 в [14]). Можно предположить, что изменение спектральных зависимостей эффекта Фарадея



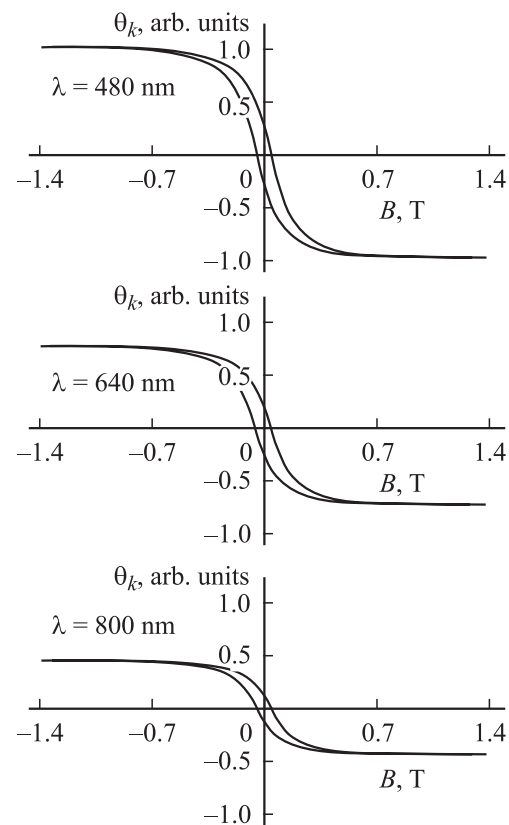
**Рис. 5.** Спектры эффекта Фарадея образцов, имплантированных при различных ионных дозах (с вычетом эффекта в матрице) (1–4), и мультислойной пленки Co/SiO<sub>2</sub> [15] (5, правая шкала).  $D$ ,  $10^{17}$  ion/cm<sup>2</sup>: 1 — 0.25, 2 — 0.5, 3 — 0.75, 4 — 1.0. Магнитное поле 0.2 Т.  $T = 300$  К.

с увеличением дозы имплантации обусловлено возрастающим количеством Co, включенного в ферромагнитные наночастицы. При минимальной величине  $D$  кобальт входит в основном в виде изолированных парамагнитных ионов, как это следует из магнитных измерений. Однако, по-видимому, незначительная доля ионов Co уже объединена в наночастицы с магнитным порядком. Конкуренция парамагнитного и ферромагнитного вкладов различных знаков в эффект Фарадея ведет к очень низкому значению его величины (кривая 1 на рис. 5), в то время как в кривые намагничивания кобальт в любом состоянии вносит вклад одного знака, и незначительное количество ферромагнитной фазы не детектируется. При более высоких дозах преобладает ферромагнитный вклад, но форма спектров резко отличается от спектра эффекта Фарадея, представленного в [14]. Наблюдаемые изменения спектров эффекта Фарадея в нанокпозиционном материале по сравнению с однородными пленками кобальта могут быть связаны с возбуждением и рассеянием электронов проводимости в ограниченном пространстве наночастиц кобальта. Магнитооптические эффекты в подобных средах были изучены теоретически [3,4] в рамках приближения эффективной среды и наблюдались экспериментально [4,15]. Были выявлены весьма существенные изменения спектров экваториального эффекта Керра [4] и эффекта Фарадея [15], зависящие от оптических констант материала матрицы и наночастиц, их объема и плотности заполнения. В частности, кривая 5 на рис. 5 соответствует спектру эффекта Фарадея в гранулированной пленке Co/SiO<sub>2</sub>, содержащей 20 пар слоев Co и SiO<sub>2</sub> толщиной 2 и 10 нм соответственно [15]. В случае пленки форма спектра эффекта Фарадея близка к форме спектров этого эффекта в образцах, имплантированных с дозами  $D = (0.75–1.0) \cdot 10^{17}$  ion/cm<sup>2</sup>, но для пленки во всей спектральной области вращение остается

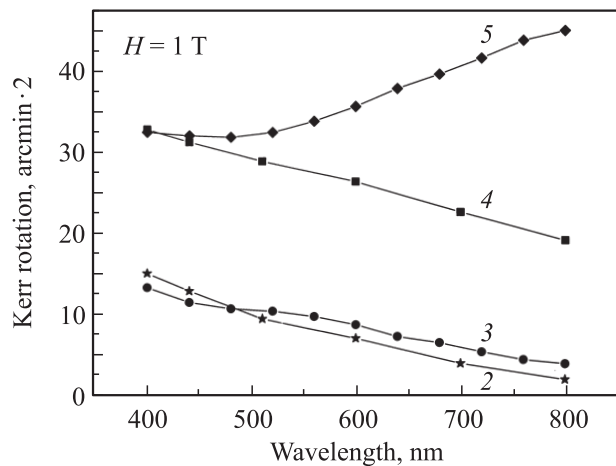
положительным, в то время как в изучаемых образцах вращение изменяет знак вблизи  $\lambda = 650$  нм. Таким образом, ситуация с имплантированными слоями является более сложной, возможно, также из-за неоднородности распределения наночастиц Co в матрице (рис. 1).



**Рис. 6.** Полевые зависимости меридионального эффекта Керра в образцах, имплантированных при различных ионных дозах.  $D$ ,  $10^{17}$  ion/cm<sup>2</sup>: 1 — 0.25, 2 — 0.5, 3 — 0.75, 4 — 1.0.  $\lambda = 550$  нм,  $T = 300$  К.



**Рис. 7.** Полевые зависимости полярного эффекта Керри для образца, имплантированного дозой  $D = 0.75 \cdot 10^{17}$  ion/cm<sup>2</sup>, для трех длин волн  $\lambda$ . Петли гистерезиса перевернуты относительно петель, полученных из магнитных измерений, вследствие отрицательного знака полярного эффекта Керра.



**Рис. 8.** Спектральные зависимости полярного эффекта Керра (абсолютной величины) для образцов, имплантированных при различных ионных дозах (2–4), и однородной пленки Co (5) в магнитном поле 1 Т.  $D$ ,  $10^{17}$  ion/cm<sup>2</sup>: 2 — 0.5, 3 — 0.75, 4 — 1.0.  $T = 300$  К.

На рис. 6 показаны полевые зависимости меридионального эффекта Керра для всех четырех образцов. Видно их близкое соответствие с кривыми намагничивания, представленными на рис. 3. (Отсутствие гистерезиса на полевой зависимости эффекта Керра образца, имплантированного максимальной дозой, в сравнении с кривой намагничивания этого образца связано, по-видимому, с меньшей чувствительностью установки меридионального эффекта). В отличие от эффекта Фарадея вклад в который могут вносить ионы Co, находящиеся в любом состоянии, эффекты Керра связаны с Co, входящими в ферромагнитные частицы или слои. Судя по форме кривых эффекта Керра и соотношению величин эффекта в максимальном использованном магнитном поле для различных образцов, можно констатировать, что и в образце, имплантированном минимальной дозой  $D = 0.25 \cdot 10^{17}$  ion/cm<sup>2</sup>, присутствует некоторое количество ферромагнитного Co, что соответствует аналогичному предположению, сделанному выше при обсуждении спектров эффекта Фарадея. При переходе от  $D = 0.25 \cdot 10^{17}$  к  $D = 0.5 \cdot 10^{17}$  ion/cm<sup>2</sup> это количество сильно возрастает непропорционально дозе. Видимо, вблизи этой дозы находится порог протекания, после которого образуется слой с высокой плотностью наночастиц Co. Об этом свидетельствуют полевые зависимости полярного эффекта Керра (рис. 7). Для всех доз  $D = (0.5–1.0) \cdot 10^{17}$  ion/cm<sup>2</sup> наблюдаются однотипные кривые с насыщением и гистерезисом, характерные для тонких слоев с плоскостной анизотропией. Поле насыщения при полярном намагничивании соответствует приблизительно 0.6 Т. Таким образом, несмотря на аморфное состояние матрицы, ее слой, имплантированный Co, обладает плоскостной анизотропией. Однако в отличие от ситуации с наночастицами кобальта в монокристаллах рутила [5], когда поведение намагни-

ченности в плоскости было характерным для ферромагнетика, а в нормальном к имплантированной плоскости направлении — для антиферромагнетика, здесь в обеих геометриях намагничивания наблюдается полевое поведение намагниченности ферромагнитного типа. Отметим также, что и в полярной геометрии заметны петли гистерезиса (хотя и очень узкие). Это обстоятельство может являться еще одним аргументом в пользу того, что и при максимальных дозах имплантации слой с наночастицами Co не является сплошным.

Так же как в случае эффекта Фарадея, спектры меридионального и полярного эффектов Керра изучаемых образцов (рис. 8) существенно отличаются от аналогичных спектров однородных пленок Co. Спектр полярного эффекта Керра пленки Co, измеренный на той же установке, показан на рис. 8 кривой 5. Сходство кривых спектров нанокomпозиционных образцов между собой и их принципиальное отличие от кривой 5 также говорит о том, что область с наибольшей плотностью наночастиц не является аналогом сплошной однородной пленки. Эта область, очевидно, состоит из наночастиц, плотность заполнения которых близка к порогу перколяции. Поэтому ее магнитные свойства близки к свойствам сплошной пленки, а магнитооптические спектры определяются электронными процессами в замкнутом объеме каждой частицы.

#### 4. Заключение

Исследование полевых зависимостей намагниченности и магнитооптических эффектов при двух ориентациях внешнего магнитного поля по отношению к плоскости имплантированного ионами кобальта кварцевого стекла — параллельном и перпендикулярном, показало, что с ростом дозы имплантации наблюдается переход магнитного состояния образцов от парамагнитного к суперпарамагнитному и, наконец, к ферромагнитному при комнатной температуре. На основании магнитных измерений оценен средний размер сформированных имплантацией наночастиц кобальта, который составляет  $\sim 4–5$  nm, и показано, что с ростом дозы имплантации происходит увеличение плотности заполнения наночастицами имплантированного слоя.

Обнаружено принципиальное отличие спектральных зависимостей магнитооптических эффектов Керра и Фарадея от аналогичных зависимостей для однородных образцов кобальта. Так, если для однородных образцов в исследованном спектральном интервале величина обоих эффектов возрастает при увеличении длины световой волны, то в имплантированных образцах эффект Керра возрастает, наоборот, при уменьшении длины волны, а эффект Фарадея вообще претерпевает изменение знака вблизи  $\lambda = 600$  nm. Эти различия предположительно связываются с возбуждением и рассеянием электронов проводимости в ограниченном пространстве наночастиц кобальта.

Таким образом, в работе показано, что технология ионно-лучевой имплантации может быть успешно использована для синтеза наночастиц кобальта в диэлектрической матрице с целью формирования нанокпозиционных материалов, в которых проявляются магнитооптические эффекты и которые могут использоваться на практике в различных устройствах записи и хранения информации.

## Список литературы

- [1] Н.А. Толстой, А.А. Спартаков. Электрооптика и магнитооптика дисперсных систем. Изд-во СПбГУ, СПб (1996) 244 с.
- [2] A.K. Zvezdin, V.V. Kotov. Modern magneto-optics and magneto-optical materials. Institute of Physics, London (1997). 404 p.
- [3] T.K. Xia, P.M. Hui, D. Stroud. *J. Appl. Phys.* **67**, 2736 (1990).
- [4] Е.А. Ганьшина, М.В. Вашук, А.Н. Виноградов, А.Б. Грановский, В.С. Гушин, П.Н. Щербак. *ЖЭТФ* **125**, 1172 (2004).
- [5] R.I. Khaibullin, L.R. Tagirov, B.Z. Rameev, Sh.Z. Ibragimov, F. Yildiz, B. Aktas. *J. Phys.: Cond. Matter* **16**, L443 (2004).
- [6] A.L. Stepanov, I.B. Khaibullin. *Rev. Adv. Mater. Sci.* **9**, 109 (2005).
- [7] А.Л. Степанов, В.А. Жихарев, И.Б. Хайбуллин. *ФТТ* **43**, 733 (2001).
- [8] O. Cintora-Gonzalez, D. Muller, C. Estournes, M. Richard-Plouet, R. Poinso, J.J. Grob, J. Guille. *Nucl. Instrum. Meth. B* **178**, 144 (2001).
- [9] E. Cattaruzza, F. Gonella, G. Mattei, P. Mazzoldi, D. Gatteschi, C. Sangregorio, M. Falconieri, G. Salvetti. *Appl. Phys. Lett.* **73**, 1176 (1998).
- [10] M. Klimenkov, J. von Boraby, W. Matz, D. Eckert, M. Wolf, K.-H. Müller. *Appl. Phys. A* **74**, 571 (2002).
- [11] P.D. Townsend, P.J. Chandler, L. Zhang. *Optical effects of ion implantation*. University press, Cambridge (1994). 157 p.
- [12] M.E. McHenry, S.A. Majetich, J.O. Artamn, M. DeGraef, S.W. Stale. *Phys. Rev. B* **49**, 11358 (1994).
- [13] A.L. Geiler, V.G. Harris, C. Vittoria, N.X. Sun. *J. Appl. Phys.* **99**, 08B316 (2006).
- [14] H. Clemens, J.J. Jaumann. *Z. Phys.* **135** (1963).
- [15] Y.A. Dynnik, I.S. Edelman, T.P. Morozova, P.D. Kim, I.A. Turpanov, A.Y. Betenkova. *Opt. Mem. Neur. Netw.* **17**, 274 (1998).