

Магнитные и структурные свойства нанопроволок Fe-Co, полученных методом матричного синтеза в порах трековых мембран

К. В. Фролов^{a,1}, Д. Л. Загорский^{a,f}, И. С. Любутин^a, М. А. Чуев^b, И. В. Перунов^{a,c}, С. А. Бедин^{a,d},
А. А. Ломов^b, В. В. Артемов^a, С. Н. Сульянов^{a,e}

^a Федеральный научно-исследовательский центр “Кристаллография и фотоника” РАН, 119333 Москва, Россия

^b Физико-технологический институт РАН, 117218 Москва, Россия

^c Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

^d Московский педагогический государственный университет, 119991 Москва, Россия

^e Научно-исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

^f Российский государственный университет нефти и газа им. И.М. Губкина, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 26 января 2017 г.

Методом электрохимического осаждения в поры полимерных трековых мембран получены нанопроволоки (НП) соединений $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x$. Установлены закономерности роста, которые позволяют контролировать длину и аспектное отношение НП. Элементный состав и магнитные свойства НП зависят от диаметра трековых пор, который варьировался от 30 до 200 нм, и электрохимического потенциала U (650–850 мВ), который определяет скорость роста НП. По данным элементного анализа и мессбауэровской спектроскопии установлена концентрация кобальта в $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x$ в пределах $x = 0.20$ – 0.25 . Обнаружено, что ориентация магнитных моментов наночастиц Fe-Co в проволоке зависит как от размера трековых пор d , так и от скорости роста НП. В частности, в НП с диаметром пор 50 нм направление магнитных моментов лежит в пределах 0–40 град относительно оси нанопроволоки. Для описания магнитных свойств НП применена теоретическая модель магнитной динамики нанокompозитов, обобщенная на случай релаксации вектора намагниченности, а также с учетом взаимодействия между частицами. Получены ключевые физические параметры, необходимые для технических приложений НП, прослежена их зависимость от условий синтеза НП и возможность контроля.

DOI: 10.7868/S0370274X17050095

1. Введение. В настоящее время значительно возрос интерес к синтезу и свойствам магнитных нанопроволок (НП) [1]. Одним из наиболее эффективных методов получения массивов НП является так называемый метод матричного синтеза [2], в ходе которого поры специальной матрицы заполняются требуемым материалом, например, в результате электрохимического (гальванического) осаждения [3]. Магнитные НП рассматриваются как перспективные материалы для различных магнитных сенсоров [4, 5], перспективных устройств спинтроники [6, 7], биомедицинских технологий [8–10], в том числе противоопухолевой терапии [11, 12]. В ряде работ показана возможность управления свойствами многокомпонентных магнитных НП, прежде всего за счет изменения их состава [13, 14]. В настоящей работе методом электрохимического осаждения в по-

ры полимерных трековых мембран получены массивы НП Fe-Co. Изучены оптимальные условия их получения, определены фазовый состав и магнитные свойства.

2. Синтез массивов нанопроволок железо-кобальт. Электроосаждение проводилось из раствора смешанного состава солей металлов железа и кобальта по известной методике [15–17]. Использовался хлоридно-сульфатный электролит с соотношением компонентов $\text{Fe}^{2+} : \text{Co}^{2+} = 0.54 : 0.18$ моль/л (3:1) при комнатной температуре. Состав электролита: $\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O} - 150$ г/л, $\text{CoCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O} - 42.7$ г/л, $\text{AlCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O} -$ до 40 г/л. Для предотвращения окисления железа Fe^{2+} в Fe^{3+} в электролит добавляли аскорбиновую кислоту в количестве 2 г/л. Электроосаждение проводилось в поры полимерных матриц толщиной 10 мкм, расположенных на проводящей медной подложке толщиной 20–25 мкм. Диаметр трековых пор в матрице варьировался от 30 до 200 нм.

¹)e-mail: green@crys.ras.ru

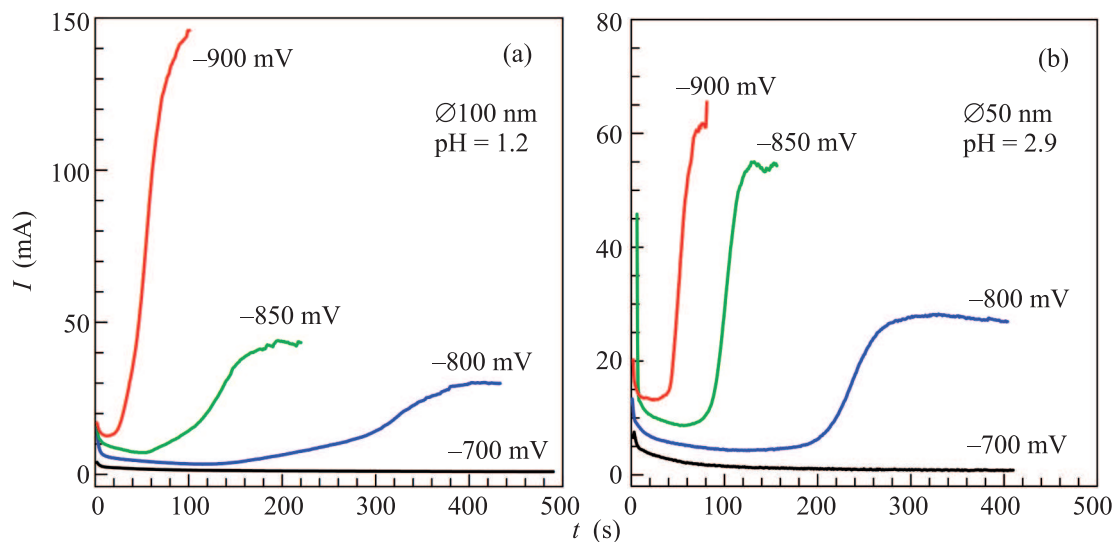


Рис. 1. (Цветной онлайн) Хроноамперограммы электроосаждения сплава железо-кобальт при различных потенциалах: (а) – из электролита рН = 1.2 в поры диаметром 100 нм; (б) – из электролита рН = 1.9 в поры диаметром 50 нм

Для контрольной серии образцов (серия L) электроосаждение проводили на медную подложку без полимерной матрицы.

В первой серии экспериментов (образцы NW1) использовался электролит с рН = 1.2. Электроосаждение проводили в матрицы с порами диаметром 100 нм при потенциалах $U = -700, -750, -800, -850$ и -900 мВ относительно стандартного водородного электрода. На рис. 1а приведены зависимости тока от времени (хроноамперограммы) для различных потенциалов U . Установлено, что заметный рост НП начинается при $|U| > 750$ мВ. При $U = -800, -850$ и -900 мВ скорости роста НП достаточно высоки и составляют, соответственно, 2, 6 и 25 мкм/мин. При большой скорости роста ($U = -900$ мВ) возможно несплошное заполнение пор. Похожий эффект наблюдался при потенциалах выше 1.5 В в работе [18], и установлено образование полых НП (нанотрубок).

Во второй серии экспериментов (образцы NW2) использовался электролит того же состава, но с кислотностью рН = 1.9. Электроосаждение проводили в матрицы с порами диаметром 50 нм при потенциалах $U = -700, -800, -850$ и -900 мВ. Полученные хроноамперограммы (рис. 1б) показывают, что в этих условиях процесс электроосаждения идет быстрее.

Дополнительно из электролита с рН = 1.2 получены образцы массивов НП в матрицах с диаметром пор 30 и 200 нм при потенциале $U = -750$ мВ. Для сравнительного анализа четыре образца, полученные при одинаковых условиях рН = 1.2 и $U = -750$ мВ в поры различного диаметра, объединены в серию

NW3 (табл. 1). Из анализа результатов синтеза установлено, что электроосаждение твердого раствора Fe-Co в поры трековых мембран подчиняется тем же закономерностям, что и рост НП из отдельных металлов группы железа [15, 16].

Таблица 1. Результаты рентгенодифракционных исследований массивов НП, осажденных при $U = -750$ мВ в поры различного диаметра. d – диаметр пор, a – параметр ОЦК ячейки сплава Fe-Co, D – средний диаметр наночастиц Fe-Co в нанопроволоках

Образец	d (нм)	a (Å)	D (нм)
NW3-1	30	2.866(2)	10.4(3)
NW3-2	50	2.855(2)	9.8(3)
NW3-3	100	2.854(2)	10.1(3)
NW3-4	200	2.863(2)	9.8(3)

3. Рентгенодифракционные измерения.

Рентгеновские исследования проведены на 4-х образцах массивов НП серии NW3, осажденных при $U = -750$ мВ в поры диаметром 30, 50, 100 и 200 нм (табл. 1). Наборы данных получены на дифрактометре PANalytical X'PERTPRO в геометрии “на отражение” по Брэггу–Брентано на излучении $\text{CuK}\alpha$ ($\lambda = 1.5418$ Å), интервал углов дифракции $2\theta = 10$ – 100° . Основные пики от чистой меди с четко расщепленным дублетом $K_{\alpha 1}$ и $K_{\alpha 2}$ (рис. 2) соответствуют гранцентрированной кубической (ГЦК) решетке с параметром $a = 3.615$ Å. Правее интенсивного пика меди Cu 111 на всех рентгенограммах обнаружены дополнительные сильно размытые пики, которые соответствует пику 110

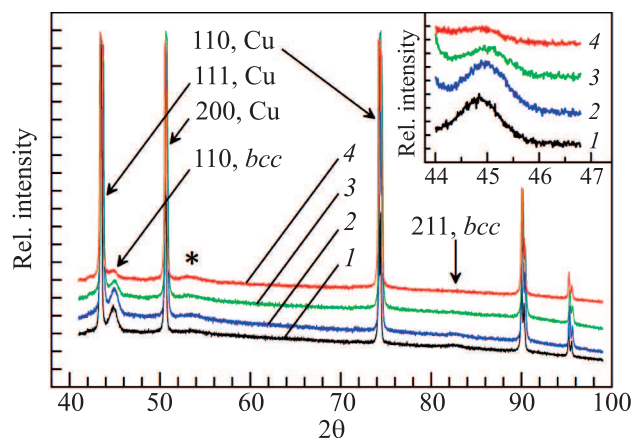


Рис. 2. (Цветной онлайн) Рентгеновские дифрактограммы НП Fe-Co серии NW3, полученных при потенциале $U = -750$ мВ. Кривые 1, 2, 3 и 4 относятся к НП с диаметром пор $d = 30, 50, 100$ и 200 нм соответственно. Стрелками помечены интенсивные пики от медной подложки и слабые размытые пики ОЦК решетки металла (*bcc*, 110 и 211), звездочкой указан пик полимерной матрицы. На вставке показаны пики 110 ОЦК от нанопроволок в увеличенном масштабе

объемно-центрированной кубической (ОЦК) решетки твердого раствора Fe-Co. Слабый пик в области $2\theta \approx 54^\circ$ относится к полимерной матрице. Также обнаружены слабые пики в области углов $2\theta \approx 82^\circ$, соответствующих положению второго сильного пика 211 ОЦК решетки твердого раствора Fe-Co (см. рис. 2). Оценки размера области когерентного рассеяния (ОКР) по формуле Шеррера с учетом аппаратной функции дифрактометра в пересчете на сферический кластер даны в табл. 1. Установлено, что средний размер наночастиц D сплава Fe-Co в порах разного диаметра практически одинаков и составляет около $D = 10$ нм. С магнитной точки зрения такие частицы должны рассматриваться как однодоменные и обладать суперпарамагнитными свойствами.

На вставке рис. 2 в увеличенном масштабе показаны пики, соответствующие плоскости 110 ОЦК-решетки НП Fe-Co. Обнаружено, что при увеличении диаметра d проволоки ширина пиков практически не меняется, а их интенсивность заметно уменьшается. Это может указывать на значительную роль граничных эффектов (стенки пор), эффектов поверхности и магнитного взаимодействия между наночастицами Fe-Co, которые влияют на ориентацию отражающих плоскостей внутри пор.

Результаты рентгенодифракционных измерений хорошо согласуются с данными для сплошных слоев Fe-Co, полученных электроосаждением, и для масси-

вов НП в различных матрицах [18–21]. Согласно [19] зависимость параметров ОЦК ячейки системы Fe-Co слабо зависит от концентрации Co.

4. Электронная микроскопия и элементный анализ. Сканирующая электронная микроскопия (СЭМ) и исследования элементного состава проводились на образцах НП, отделенных от полимерной матрицы. Использовали растровый электронный микроскоп FEI Quanta 200 3D Dual Beam, оснащенный рентгеновским энергодисперсионным микроанализатором EDAX. Ускоряющее напряжение – до 20 кВ, увеличение 2000–6000.

СЭМ-изображение участка массива НП для образца NW1-3 ($d = 100$ нм, pH = 1.2, $U = -800$ мВ) показано на рис. 3. Установлено, что НП в целом по-

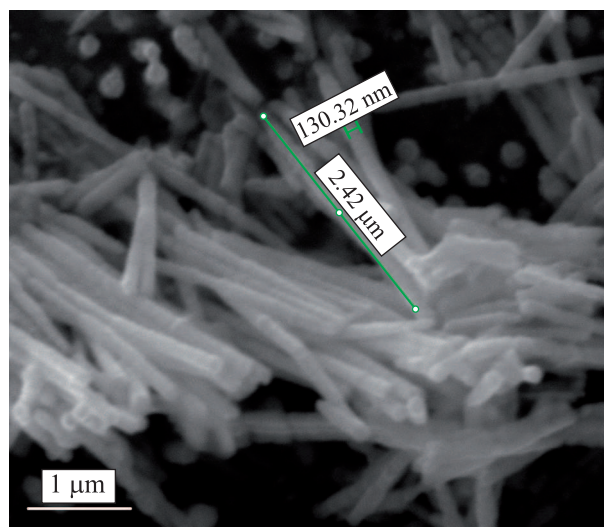


Рис. 3. (Цветной онлайн) СЭМ-изображение НП Fe-Co, полученных в порах диаметром 100 нм и свободных от полимерной матрицы. Медная подложка расположена в плоскости изображения

вторяют структуру пор в исходной матрице, однако, в отсутствие матрицы НП теряют общую ориентацию, перпендикулярную медной подложке.

По оценке элементного состава материала НП установлено, что атомное содержание железа и кобальта в НП находится в отношении Fe/Co = 3.9(1). Это отличается от состава используемого электролита в сторону уменьшения содержания кобальта.

5. Мессбауэровская спектроскопия. Мессбауэровские спектры поглощения на ядрах Fe-57 получены при комнатной температуре на стандартном спектрометре MS-1104Em в режиме постоянных ускорений с источником гамма-квантов $^{57}\text{Co}(\text{Rh})$. Измеренные сдвиги приведены относительно стандартного поглотителя $\alpha\text{-Fe}$. В эксперименте волно-

вой вектор гамма-квантов k_γ был направлен перпендикулярно плоскости полимерной матрицы и, таким образом, совпадал по направлению с осью треков и нанопроволок. Для мессбауэровских измерений кроме трех серий образцов NW1, NW2 и NW3 были отобраны еще четыре образца контрольной серии (L1–L4), состоящие из сплошных слоев сплава Fe-Co, осажденных на плоскую поверхность медной фольги без полимерной матрицы при фиксированном значении pH = 1.2 и различных потенциалах осаждения $U = -650, -700, -750, \text{ и } -800 \text{ мВ}$.

Мессбауэровские спектры всех образцов (рис. 4 и 6b) демонстрируют характерное магнитное рас-

среднего магнитного поля $\langle B_{\text{hf}} \rangle$ на ядре Fe с учетом случайного распределения примесей по узлам ГЦК или ОЦК решетки железа. Экспериментальный спектр представляется как суперпозиция модельных секстетов с равными ширинами линий, относительные интенсивности которых соответствуют биномиальному распределению атомов примеси в первой и второй координационных сферах ионов Fe [22]. В нашем случае, учитывая слабое уширение линий, более эффективно использовать для анализа не двойное биномиальное, а гауссово распределение магнитного сверхтонкого поля B_{hf} [23]. Такая методика позволяет также корректно учитывать влияние магнитной анизотропии на форму спектров [24].

В спектрах всех наших образцов обнаружено нерегулярное поведение интенсивностей 2-ой и 5-ой линий, содержащих информацию об ориентации магнитных моментов наночастиц. В частности, наблюдается отклонение отношений интенсивностей I_i линий i секстета $I_{1,6} : I_{2,5} : I_{3,4}$ от значения $3 : 2 : 1$, характерного для хаотической ориентации магнитных моментов в поликристаллических образцах.

В магнитной сверхтонкой структуре мессбауэровского спектра для значений I_i выполняются соотношения $I_{1,6} : I_{3,4} = 3$ и $I_{2,5} : I_{3,4} = A_{2,5} = 4 \sin^2 \theta_{\mathbf{k}} / (1 + \cos^2 \theta_{\mathbf{k}})$, где $\theta_{\mathbf{k}}$ – угол между волновым вектором гамма-кванта k_γ и направлением магнитного поля B_{hf} [25]. Для идеальной ориентации “легких” осей и магнитных моментов параллельно вектору k_γ , угол $\theta_{\mathbf{k}} = 0$ и значение $A_{2,5} = 0$. В работе [26] показано, что магнитные моменты однодоменных сферических частиц с диаметром меньше 20 нм в цепочках будут антиферромагнитно упорядочиваться вдоль цепочек. В результате в спектрах магнитных нанопроволок с диаметром меньше 20 нм линии 2 и 5 в магнитном секстете должны полностью исчезнуть [20].

Разброс в ориентациях “легких” осей и/или нарушение однодоменности в сечении НП при увеличении их диаметра приводит к усреднению мессбауэровского спектра по распределению сверхтонких параметров, которое определяется средним значением $\langle \cos^2 \theta_{\mathbf{k}} \rangle$ [24]. В свою очередь, из формального анализа параметра $A_{2,5}$ могут быть получены сами средние значения углов $\theta_{\mathbf{k}}$:

$$\langle \cos^2 \theta_{\mathbf{k}} \rangle = (4 - A_{2,5}) / (4 + A_{2,5}). \quad (1)$$

Для большей наглядности можно предположить, что направления “легких” осей в ансамбле НП и ориентации магнитных моментов доменов однородно распределены вокруг направления $\theta_{\mathbf{k}} = 0$ в интервале $0 \leq \Delta\theta \leq \pi/2$ по полярному углу, т.е. в конусе

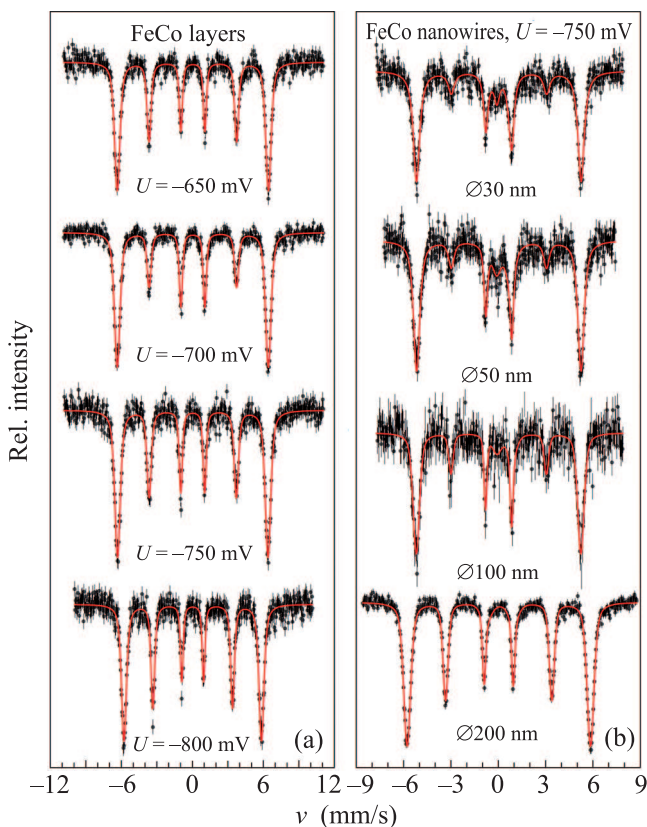


Рис. 4. (Цветной онлайн) Мессбауэровские спектры сплошных слоев Fe-Co контрольной серии L (a) и массивов НП, осажденных в поры разного диаметра при потенциале $U = -750 \text{ мВ}$ (b)

щепление и представляют собой слабоуширенные секстеты. Уширение линий может быть следствием распределения параметров сверхтонкого взаимодействия из-за формирования нескольких позиций ионов железа в ОЦК решетке, различно координированных примесными ионами кобальта. При анализе спектров объемных образцов бинарных сплавов железа обычно применяется модель эффективного

направлений с раствором $2\Delta\theta$ относительно оси нанопроволоки. Тогда

$$\langle \cos^2 \theta_k \rangle_{\Delta\theta} = \frac{1 - \cos^3 \Delta\theta}{3(1 - \cos \Delta\theta)}, \quad (2)$$

а конкретное значение $\Delta\theta$ для каждого спектра будет определяться отношением $A_{2,5}$ путем комбинации выражений (1) и (2).

На основе такого подхода были обработаны спектры каждого из образцов нанопроволок Fe-Co и получены численные значения таких параметров, как изомерный сдвиг δ , магнитное сверхтонкое поле на ядрах железа B_{hf} , ширина гауссова распределения σ_B значений поля B_{hf} и максимальный угол отклонения направлений магнитных моментов доменов $\Delta\theta$ от оси НП. Установлено, что ориентация магнитных моментов наночастиц Fe-Co в проволоке зависит как от размера трековых пор d , так и от потенциала U (т.е. от скорости роста НП). В частности, в серии NW2 ($d = 50$ нм) преимущественное направление магнитных моментов лежит в пределах $0-40^\circ$ относительно оси НП, и максимальный угол θ отклонения от оси меняется лишь в пределах $34-40^\circ$ при вариациях скорости роста НП.

Для образцов серии NW3, осажженных при $U = -750$ мВ в поры различного диаметра, обнаружено увеличение угла θ отклонения магнитных моментов от оси НП при увеличении d от 30 до 200 нм (рис. 4b). Это указывает, что в порах большого диаметра (200 нм) формируется материал НП, близкий по своим магнитным и структурным свойствам к объемным сплавам Fe-Co.

На рис. 5а показаны зависимости параметров B_{hf} и δ от модуля потенциала U для образцов серий L, NW2 и NW3. Для двух серий значения B_{hf} и δ уменьшаются с ростом U . Однако в образце НП с $d = 50$ нм при $U = -800$ мВ величина B_{hf} имеет минимальное значение и затем начинает увеличиваться, а δ проходит через максимум. Известно, что для объемных сплавов, электроосажденных слоев и массивов НП $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x$ величина B_{hf} падает при уменьшении x содержания Co [19, 20]. На основе этого оценка интервала концентраций кобальта в наших НП дает значение $x = 0.2-0.25$. Полученная оценка качественно совпадает с данными элементного анализа, приведенными выше. Учитывая, что скорость осаждения ионов Fe выше, чем ионов Co, можно сделать вывод, что с ростом U концентрация ионов Co в осаждаемом материале уменьшается.

Установлено, что значения B_{hf} и δ при возрастании U уменьшаются быстрее для образцов серии NW1 (нанопроволоки в порах диаметром 100 нм),

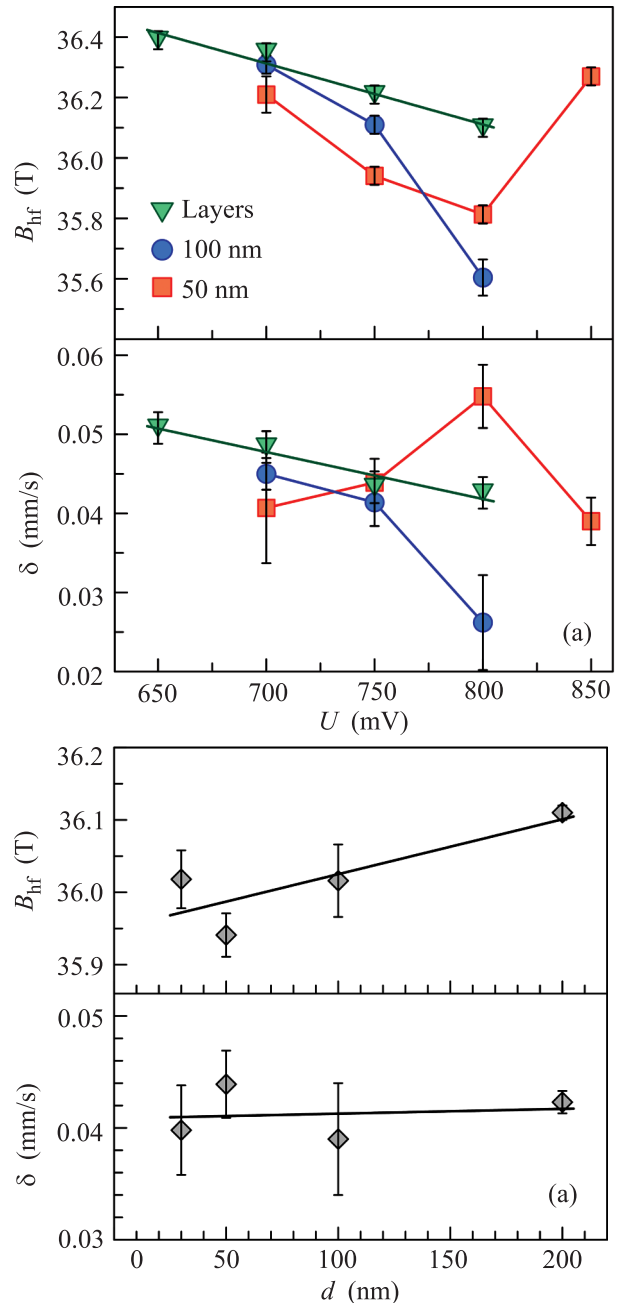


Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимости параметров мессбаэровских спектров B_{hf} и δ от модуля потенциала осаждения U (а) и от диаметра пор d (б)

чем для образцов серий L (слои). При осаждении в поры меньшего диаметра (50 нм) из электролита с $\text{pH} = 1.9$ (серия NW2) динамика уменьшения величины B_{hf} с ростом модуля U близка к серии L, однако значения δ с ростом U увеличиваются. Такие различия могут указывать на вариации концентрации атомов кобальта в решетке железа при ускоре-

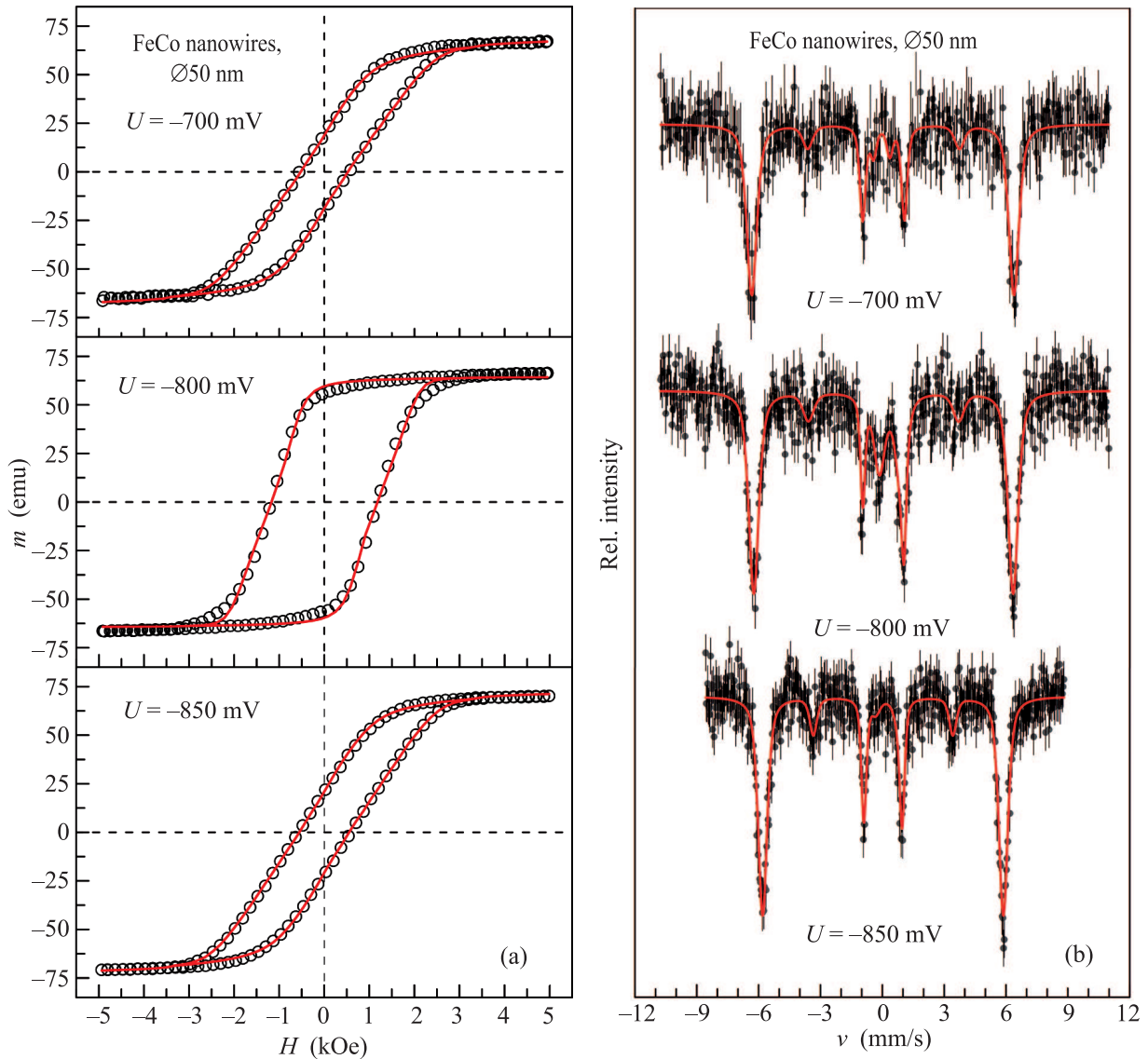


Рис. 6. (Цветной онлайн) Кривые намагничивания (а) и мессбауэровские спектры (б) нанопроволок Fe-Co серии NW2 ($d = 50$ нм)

нии осаждения твердого раствора ($|U| > 800$ мВ) в поры диаметром 50 нм.

Как следует из рис. 5b, зависимости параметров B_{hf} и δ от диаметра пор d в образцах серии NW3 слабо выражены. Это указывает на то, что содержание Co в конечном материале НП слабо зависит от диаметра пор в мембране.

В целом мессбауэровские параметры для всех серий образцов хорошо согласуются с нашими данными рентгенофазового и элементного анализа, а также с известными из литературы результатами мессбауэровских измерений электроосажденных сплошных слоев Fe-Co и нанопроволок в различных матрицах [18–21].

6. Магнитные измерения. Зависимости магнитного момента НП от поля измерены на вибрационном магнитометре Vibrating Sample Magnetometer LakeShore 7407. Частота вибраций образца составляла 82 Гц. При комнатной температуре исследованы массивы НП серии NW2 на медной подложке с площадью поверхности около 1.5 см^2 . Плоскости образцов были ориентированы перпендикулярно, а оси нанопроволок параллельно вектору внешнего магнитного поля. Напряженность поля циклически менялась в диапазоне от 5 кЭ до -5 кЭ со скоростью сканирования 50 Э/с . На рис. 6 показаны кривые намагничивания для образцов НП с диаметром пор $d = 50$ нм, синтезированных при разных значениях

Таблица 2. Параметры ансамбля магнитных доменов в образцах нанопроволок в порах диаметром 50 нм. $KV/k_B T$ – эффективная магнитная анизотропия, $H_C = 2K/M_0$ – критическое магнитное поле перемагничивания домена, K – константа магнитной анизотропии, V – средний объем домена, M_0 – намагниченность насыщения, D_0 – эффективный средний диаметр доменов, D/D_0 – относительная ширина гауссова распределения диаметра доменов

Образец	U (мВ)	d (нм)	$KV/k_B T$	H_C (кЭ)	D_0 (нм)	$\Delta D/D_0$	$\Delta\Theta$ (град)
NW2-1	–700	50	3.19(3)	4.2(1)	5.8(1)	0.59(4)	36.2(3)
NW2-3	–800	50	4.47(2)	4.1(1)	6.9(1)	0.54(4)	24.6(6)
NW2-4	–850	50	2.36(2)	4.4(1)	5.7(2)	0.57(3)	41.3(5)

ях U . Наблюдаются петли гистерезиса, форма которых сильно зависит от условий синтеза. Магнитный момент достигает насыщения в поле выше 2 кЭ и его значение m_s составляет около $0.007 \text{ А} \cdot \text{м}^2$ (70 емц). Остаточная намагниченность и коэрцитивная сила имеют наибольшее значение в образце, синтезированном при $U = -800$ мВ, что коррелирует с аномальными значениями мессбауэровских параметров B_{hf} и δ для этого образца в серии NW2 (рис. 5а).

Классическая трактовка петель гистерезиса в магнитных сплавах была дана в модели Стонера–Вольфарта для однородно намагниченных частиц или кластеров с магнитной анизотропией [27]. Впоследствии эта модель была обобщена на случай более точного описания релаксационного процесса при переориентации вектора намагниченности частиц [28], а также с учетом взаимодействия между частицами [29]. Такая обобщенная модель была использована нами для аппроксимации кривых намагничивания массивов НП. При этом вместо хаотического распределения осей анизотропии в ансамбле наночастиц мы использовали установленное из мессбауэровских данных распределение направлений магнитных моментов в конусе с раствором $2\Delta\Theta$ и учитывали распределение доменов (наночастиц) по размеру. На рис. 6 сплошной линией показаны расчетные кривые, из которых получены ключевые параметры ансамбля доменов в НП для серии образцов в порах диаметром 50 нм, синтезированных при разных потенциалах U (табл. 2). Эти параметры качественно согласуются с рентгеновскими и мессбауэровскими данными.

7. Заключение. В работе установлено, что электроосаждение НП твердого раствора Fe-Co в поры полимерных трековых мембран подчиняется тем же закономерностям, что и электролитический рост однокомпонентных металлов. Анализ известных последовательных стадий синтеза (образование столбика – шляпки – сплошной поверхности) позволяет рассчитать скорости роста и дает возможность контролировать длину НП и ее аспектное отношение. Мессбауэровские и магнитные данные и их обработка современными теоретическими моделями магнитной динамики позволили получить ключевые физические

параметры для образцов нанопроволок Fe-Co, необходимые для технических приложений, и проследить их зависимость от условий синтеза НП и возможность контроля. Следует отметить, что обобщенная теоретическая модель, использованная для обработки экспериментальных данных, является приближенной, поскольку не учитывает тепловые возбуждения в локальных минимумах энергии магнитной анизотропии. В перспективе надо разработать единую модель магнитной динамики для описания как кривых намагничивания, так и мессбауэровских спектров с учетом обоих факторов магнитной анизотропии и локального распределения примесей Co вокруг атомов Fe. Дальнейшие исследования в этом направлении будут продолжены.

Синтез массивов НП, рентгеновские измерения, электронная микроскопия и элементный анализ были выполнены при финансовой поддержке РФФИ (проект # 15-08-04949) и Минобрнауки РФ на оборудовании ЦКП ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН, мессбауэровские и магнитные исследования, а также теоретический анализ выполнены при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект # 14-12-00848). Авторы выражают благодарность В.В. Короткову за предоставление образцов.

1. *Magnetic Nano- and Microwires: Design, Synthesis, Properties and Applications*, ed. by M. Va'zquez, Woodhead Publishing, Elsevier (2015).
2. C. R. Martin, *Science* **266**, 1961 (1994).
3. *Electrodeposited Nanowires and Their Applications*, ed. by N. Lupu, InTech (2010).
4. M. M. Maqableh, X. Huang, S. Y. Sung, K. Sai Madhukar Reddy, G. Norby, R. H. Victora, and B. J. H. Stadler, *Nano Lett.* **12**(8), 4102 (2012).
5. C. Zet, C. Fosalau, *Dig. J. Nanomater Bios.* **7**(1), 299 (2012).
6. C. A. Ferguson, D. A. MacLaren, and S. McVitie, *JMMM* **381**, 457 (2015).
7. M. Pousthomis, E. Anagnostopoulou, I. Panagiotopoulos, R. Boubekri, W. Fang, F. Ott, K. A. Atmane, J.-Y. Piquemal, L.-M. Lacroix, and G. Viau, *Nano Res.* **8**(7), 2231 (2015).

8. M. Tanase, E. J. Felton, D. S. Gray, A. Hultgren, C. S. Chen, and D. H. Reich, *Lab. Chip.* **5**(6), 598 (2005).
9. S. Schrittwieser, F. Ludwig, J. Dieckhoff, K. Soulantica, G. Viau, L.-M. Lacroix, S. M. Lentijo, R. Boubekri, J. Maynadié, A. Huetten, H. Brueckl, and Joerg Schotter, *ACS Nano* **6**(1), 791 (2012).
10. Y. P. Ivanov, A. Alfadhel, M. Alnassar, J. E. Perez, M. Vazquez, A. Chuvilin, and J. Kosel, *Nature Sci. Rep.* **6**, 24189 (2016).
11. M. F. Contreras, R. Sougrat, A. Zaher, T. Ravasi, and J. Kosel, *Int. J. Nanomed* **10**, 2141 (2015).
12. W. Hong, S. Lee, H. J. Chang, E. S. Lee, and Y. Cho, *Biomaterials* **106**, 78 (2016).
13. C. Bran, E. M. Palermo, Z.-A. Li, R. P. del Real, M. Spasova, M. Fare, and M. Vazquez, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48**, 1 (2015).
14. L. Movsesyan, I. Schubert, L. Yeranyan, C. Trautmann, and M. E. Toimil-Molaes, *Semicond. Sci. Technol.* **31**, 1 (2016).
15. В. В. Коротков, В. Н. Кудрявцев, Д. Л. Загорский, С. А. Бедин, *Гальванотехника и обработка поверхности* **XIX**(4), 23 (2011).
16. В. В. Коротков, В. Н. Кудрявцев, С. С. Кругликов, Д. Л. Загорский, С. Н. Сульянов, С. А. Бедин, *Гальванотехника и обработка поверхности* **XXIII**(1), 24 (2015).
17. K. V. Frolov, D. L. Zagorskii, I. S. Lyubutin, V. V. Kоротkov, S. A. Bedin, S. N. Sulyanov, V. V. Artemov, and B. V. Mchedlishvili, *JETP Lett.* **99**(10), 570 (2014).
18. A. Kozlovskiy, A. Zhanbotin, M. Zdorovets, I. Manakova, A. Ozernoy, T. Kiseleva, K. Kadyrzhanov, V. Rusakov, and E. Kanyukov, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **381**, 103 (2016).
19. E. Jartych, J. K. Zurawicz, and M. Budzynski, *J. Phys.: Condens. Matter* **5**, 927 (1993).
20. Z. Chen, Q. Zhan, D. Xue, F. Li, X. Zhou, H. Kunkel, and G. Williams, *J. Phys.: Condens. Matter* **14**, 613 (2002).
21. W. Lu, P. Huang, C. He, and B. Yan, *Int. J. Electrochem. Sci.* **7**, 12262 (2012).
22. V. V. Ovchinnikov, *Mössbauer Analysis of the Atomic and Magnetic Structure of Alloys*, Cambridge International Science Publishing, UK (2006).
23. M. A. Chuev, *Doklady Physics* **438**(6), 747 (2011).
24. M. A. Chuev, V. M. Cherepanov, and M. A. Polikarpov, *JETP Lett.* **92**, 21 (2010).
25. В. С. Шпинель, *Резонанс гамма-лучей в кристаллах*, Наука, М. (1969).
26. I. S. Jacobs and C. P. Bean, *Phys. Rev.* **100**(4), 1060 (1955).
27. E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth, *Phil. Trans. Royal. Soc. London A* **240**, 599 (1948).
28. A. M. Afanas'ev, M. A. Chuev, and J. Hesse, *J. Exp. Theor. Phys.* **89**, 533 (1999).
29. M. A. Chuev and J. Hesse, *J. Phys.: Condens. Matter* **19**, 506201 (2007).