

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 537.622

ВЛИЯНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ НА СТРУКТУРУ НАМАГНИЧЕННОСТИ ТРЕХСЛОЙНЫХ НАНОРАЗМЕРНЫХ ДИСКОВ

© 2020 г. В. А. Орлов^{b, *}, В. С. Прокопенко^c, Р. Ю. Руденко^a, И. Н. Орлова^c

^aСибирский федеральный университет, пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041 Россия

^bИнститут физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036 Россия

^cКрасноярский государственный педагогический университет им. В.П. Астафьева, ул. Ады Лебедевой, 89, Красноярск, 660049 Россия

*e-mail: vaorlov@sfu-kras.ru

Поступила в редакцию 16.06.2020 г.

После доработки 07.07.2020 г.

Принята к публикации 08.07.2020 г.

Исследуется вклад магнитоупругих эффектов в эффективную магнитную анизотропию трехслойного (не магнитный металл/ферромагнетик/не магнитный металл) пленочного нанодиска. Проведена оценка механических напряжений на боковой поверхности диска, обусловленных двумя факторами: неодинаковым тепловым расширением слоев и дополнительной поверхностной энергией на границах раздела слоев. Обсуждается ситуация, когда вклад магнитоупругих эффектов в анизотропию оказывается сравнимым с вкладами кристаллографической анизотропии и анизотропии формы. Показано, что основной причиной изменения локального поля анизотропии вблизи края нанодиска являются механические напряжения, возникающие из-за избыточной энергии поверхности. Обсуждается перспектива использования пленочных нанодисков из никеля с золотым двухсторонним покрытием в качестве “наноскальпелей” для неинвазивной клеточной хирургии опухолей.

Ключевые слова: наноскальпель, нанодиск, магнитоупругий эффект, магнитная анизотропия

DOI: 10.31857/S0015323020100071

ВВЕДЕНИЕ

Последние годы не ослабевают интерес исследователей к магнитным наночастицам в контексте их использования в медико-биологической области. Одним из наиболее перспективных направлений является использование ферромагнитных частиц в качестве “наноскальпелей” для разрушения клеток злокачественных опухолей и в качестве транспорта для адресной доставки лекарственных препаратов к поврежденным тканям [1].

“Наноскальпель” — магнитная наночастица с прикрепленным к ней специализированным аптамером, благодаря чему она способна избирательно зафиксироваться на клетке опухоли и разрушить ее при воздействии переменного магнитного поля. Эффективность “наноскальпеля” возрастает с увеличением магнитного момента наночастицы. Но рост последнего способствует крайне нежелательному эффекту “слипания” наночастиц уже на этапе приготовления суспензии из них. Попытка найти компромиссное состояние делает важным понимание физических механизмов формирования магнитной структуры наночастицы.

В силу ряда причин для исследований обычно используют суспензии частиц цилиндрической

формы (пленочных нанодисков) [3, 4]. Как известно, структура намагниченности зависит от геометрии наночастицы. При разных соотношениях диаметра и толщины нанодисков возможны разные реализации распределения намагниченности: квазиднодоменное или вихревое состояния с почти полным замыканием магнитного потока внутри частицы [5]. Замкнутая квазивихревая магнитная структура формируется и для частиц иной формы (квадратных и треугольных) [6].

Для эффективности наноскальпеля замыкание магнитного потока внутри частицы (как это реализуется в вихревом состоянии) не является оптимальным. Предпочтительной является квазидипольная структура с относительно большим средним магнитным моментом. Такая реализация распределения намагниченности в наночастице возможна при условии $D \gg h$. Здесь D — диаметр диска, h — толщина [5]. Противодействовать возникновению вихревого распределения намагниченности можно с помощью магнитоупругих эффектов [7–10]. Последние вызывают особый интерес, так как способны изменить конфигурацию намагниченности вблизи края магнетика.

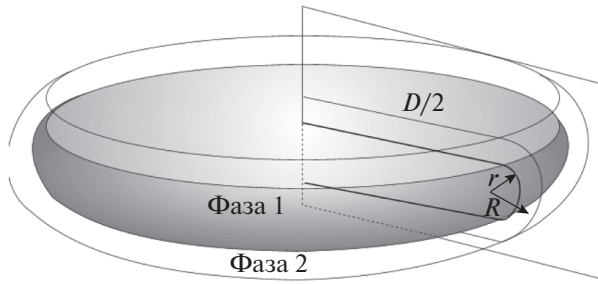


Рис. 1. Схематическое изображение нанодиска. Закрашенная область – ферромагнитная фаза (фаза 1), немагнитная оболочка (фаза 2) изображена прозрачной. Плоскостью показана конфигурация диска в сечении.

Для безопасного использования ферромагнитных частиц в медицине необходимы покрытия из нейтральных веществ, в качестве которых можно использовать благородные металлы: золото, платину и пр. [11]. Вдобавок именно такие покрытия поверхности “наноскальпеля” наиболее благоприятны для закрепления к ней молекул аптамера. Следовательно, “наноскальпель” конструктивно может представлять собой трехслойную систему немагнетик/ферромагнетик/немагнетик. Различие коэффициентов теплового расширения магнитного материала и оболочки приводит к возникновению механических напряжений, которые потенциально способны внести существенные поправки в поле анизотропии, а, следовательно, привести к коррекции результирующего магнитного момента и других магнитных характеристик [12–21].

В настоящей работе исследуем влияние магнитоупругих эффектов на магнитные характеристики трехслойной системы немагнетик/ферромагнетик/немагнетик. В качестве ферромагнитной начинки мы рассматриваем никель по причине его ярко выраженных магнитоstrictionных свойств в сочетании с небольшой константой кристаллографической анизотропии. Это позволит ярче продемонстрировать роль механических напряжений в формировании распределения намагниченности трехслойного нанодиска. Дополнительным стимулирующим фактором явились практические результаты, полученные в предварительных экспериментах с никелевыми “скальпелями” [22].

РАСЧЕТ ПОПРАВКИ К КОНСТАНТЕ ЭФФЕКТИВНОЙ АНИЗОТРОПИИ

Анализу подвергается теоретическая модель “наноскальпеля”, представленная схематически на рис. 1. Диаметр диска D много больше толщины всей слоистой системы $2R$. Предполагается, что боковая поверхность диска в своем сечении представляет собой полуокружность. Радиус маг-

нитной фазы 1 обозначен как r , радиус внешней немагнитной оболочки 2 – R .

Оценим влияние на эффективную анизотропию механических напряжений, возникающих на границах раздела фаз 1–2 и 2–внешняя среда. Вследствие условия $D \gg R$ напряжения на плоских границах слоев незначительны по сравнению с боковой поверхностью, где радиус кривизны мал. Поэтому в дальнейших расчетах напряжений нас будет интересовать только радиусы кривизны магнетика, получаемый в сечении, изображенном на рис. 1б.

Можно выделить два фактора, обеспечивающие возникновение механических напряжений: неодинаковое тепловое расширение материала слоев и избыток энергии на границах фаз с кривизной малого радиуса (аналог поверхностного натяжения). Вычислим механические напряжения для этих случаев по отдельности.

Вклад в напряжение из-за одного из главных радиусов кривизны боковой поверхности $D/2$ мал, поэтому приблизительно можно считать, что боковая поверхность представляет собой два полуцилиндра (ферромагнитный и немагнитный), плотно примыкающих друг к другу. Для поиска распределения радиального и тангенциального напряжений в цилиндре вдоль его радиуса x воспользуемся известными формулами Ламе [23]:

$$\begin{cases} \sigma_r(x) = \frac{-1}{r_2^2 - r_1^2} \left(\sigma_2 r_2^2 \left(1 - \frac{r_1^2}{x^2} \right) - \sigma_1 r_1^2 \left(1 - \frac{r_2^2}{x^2} \right) \right); \\ \sigma_\tau(x) = \frac{-1}{r_2^2 - r_1^2} \left(\sigma_2 r_2^2 \left(1 + \frac{r_1^2}{x^2} \right) - \sigma_1 r_1^2 \left(1 + \frac{r_2^2}{x^2} \right) \right). \end{cases} \quad (1)$$

Здесь σ_r и σ_τ – радиальное и тангенциальное механические напряжения соответственно, r_1 и r_2 – внутренний и внешний радиус толстостенной цилиндрической поверхности, σ_1 и σ_2 – механические напряжения на цилиндрических поверхностях.

Относительная радиальная деформация поверхностей δ может быть определена с помощью обобщенного закона Гука:

$$\frac{\delta}{x_0} = \frac{\sigma_\tau - \mu \sigma_r}{E}. \quad (2)$$

Здесь x_0 – исходный радиус кривизны цилиндрической поверхности, E и μ – модуль упругости Юнга и коэффициент Пуассона соответственно.

Подстановка уравнений (1) в выражение (2) позволяет получить выражение для абсолютной

радиальной деформации толстостенного цилиндра как функции расстояния до его оси x :

$$\delta(x) = \frac{-1}{E(r_2^2 - r_1^2)} \left(x(\sigma_2 r_2^2 - \sigma_1 r_1^2)(1 - \mu) + \frac{r_1^2 r_2^2}{x} (\sigma_2 - \sigma_1)(1 + \mu) \right). \quad (3)$$

Применительно к нашей модели, проведем переобозначение параметров выражения (3) для магнитного и немагнитного слоев на боковой поверхности диска. Для магнитной фазы: $r_1 = 0$, $r_2 = r_m$, $\sigma_2 = \sigma_m$, $E = E_m$, для немагнитного слоя: $r_1 = r_n$, $r_2 = R_n$, $\sigma_1 = \sigma_n$, $\sigma_2 \approx 0$, $E = E_n$, $\mu = \mu_n$. Тогда из (3) для радиальных деформаций на границе фаз получим:

$$\delta_m = \frac{r_m \sigma_m}{E_m} (1 - \mu_m); \quad \delta_n = \frac{r_n \sigma_n}{E_n} \left(\frac{R_n^2 + r_n^2}{R_n^2 - r_n^2} + \mu_n \right). \quad (4)$$

В процессе изготовления трехслойного нанодиска при температуре нескольких сот градусов на границе примыкания магнитной и немагнитной фаз практически нет механического напряжения. Но при охлаждении до комнатной температуры такие напряжения возникают, причем знак и величина их зависят от соотношения коэффициентов теплового расширения α магнитного и немагнитного слоев.

Для равновесного радиуса кривизны можно написать простое уравнение:

$$r_n + \delta_m = r_n - \delta_n = r_{eq}. \quad (5)$$

В состоянии равновесия $\sigma_n = \sigma_m = \sigma_b$. Тогда из (5) с учетом (4) для напряжения на границе получим:

$$\sigma_b = \frac{(r_n - r_m) E_n E_m}{r_m E_n (1 - \mu_m) + r_n E_m \left(\frac{R_n^2 + r_n^2}{R_n^2 - r_n^2} + \mu_n \right)}. \quad (6)$$

Важно заметить, что в этом выражении величины r_n и r_m имеют значения, которые были бы при условии свободных поверхностей. Для этих радиусов можно записать:

$$r_{n,m} = r(1 + \alpha_{n,m} \Delta t). \quad (7)$$

С учетом условия $\alpha_{n,m} \Delta t \ll 1$ для (6) получим

$$\sigma_b = \frac{E_n E_m (\alpha_n - \alpha_m) \Delta t}{E_n (1 - \mu_m) + E_m \left(\frac{R_n^2 + r_n^2}{R_n^2 - r_n^2} + \mu_n \right)}. \quad (8)$$

Рассмотрим далее компоненту механического напряжения σ_s , связанную с наличием избыточной поверхностной энергии на границе фаз и на свободной поверхности немагнитной фазы. Для оценки этого напряжения воспользуемся форму-

лой Лапласа. Применительно к нашей модели для компоненты σ_s можно записать

$$\sigma_s = \frac{\epsilon_n}{R_n} + \frac{\epsilon_n - \epsilon_m}{r_{eq}}. \quad (9)$$

Здесь ϵ_n и ϵ_m – плотности поверхностной энергии немагнитной и ферромагнитной компонент соответственно.

Таким образом, для результирующего значения напряжения получим:

$$\sigma = \sigma_b + \sigma_s. \quad (10)$$

Действие этого напряжения приводит к возникновению поправки к эффективной анизотропии. Этот вклад имеет одноосную симметрию с константой [16, 17, 24]:

$$K_{st} = \frac{3}{2} \lambda \sigma. \quad (11)$$

Здесь λ – коэффициент магнитострикции магнитной фазы.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Представляет интерес соотношение вкладов σ_b и σ_s в результирующее механическое напряжение. Для сравнительного анализа на рис. 2 построены кривые по уравнению: $\sigma_b(r_{eq}, \Delta t) = \sigma_s(r_{eq}, \Delta t)$ для дисков состава Al/Ni/Al и Au/Ni/Au. Данные о параметрах металлов взяты из [25–28]. Из графиков следует, что вклад в напряжение σ_b из-за разности теплового расширения магнитной и немагнитной фаз существенен, но не является определяющим для дисков с золотом в отличие от дисков с алюминием. Естественно, это связано с большим коэффициентом теплового расширения алюминия по сравнению с золотом (отличаются почти в два раза). Как видно из рисунков, фактор, связанный с избыточной энергией поверхности, является главным в формировании механического напряжения, под действием которого находится магнитная фаза диска.

Важно заметить, что напряжения σ_b и σ_s имеют принципиально разную характерную зависимость от внешнего радиуса оболочки R_n . Эти зависимости показаны на рис. 3. Механизм, обусловленный поверхностной энергией, преобладает в случае золотой оболочки при любых толщинах диска. В результате это приводит к монотонному убыванию величины σ с ростом толщины нанодиска, несмотря на рост напряжения σ_b . Эти выводы не относятся к диску с оболочкой из алюминия. Как видно из рис. 3, влияние разности теплового расширения алюминия и никеля столь значительно, что может играть основную роль в создании напряжений. Это приводит к немонотонной зави-

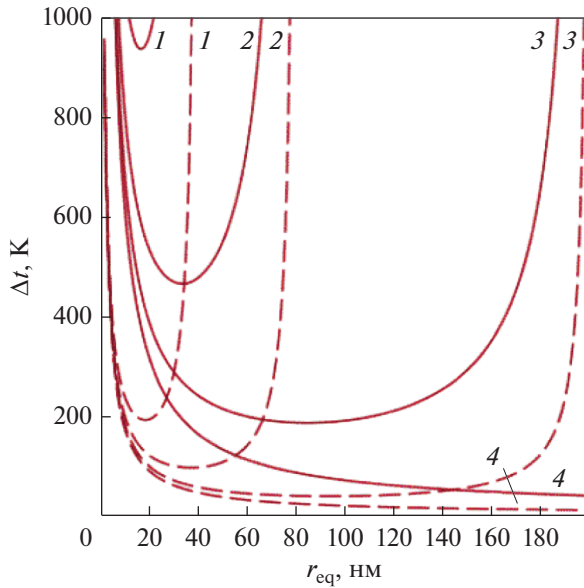


Рис. 2. Диаграмма, демонстрирующая вклад в результирующее механическое напряжение слагаемых σ_b и σ_s . Пространство над кривыми соответствует случаю $\sigma_b > \sigma_s$, под кривыми — $\sigma_b < \sigma_s$. Кривые под разными номерами соответствуют разным внешним радиусам кривизны немагнитной оболочки: 1 — $R = 40$ нм, 2 — $R = 80$ нм, 3 — $R = 200$ нм, 4 — $R = 1000$ нм. Сплошными кривыми изображены графики для оболочки из золота, штрихпунктирными — для алюминия.

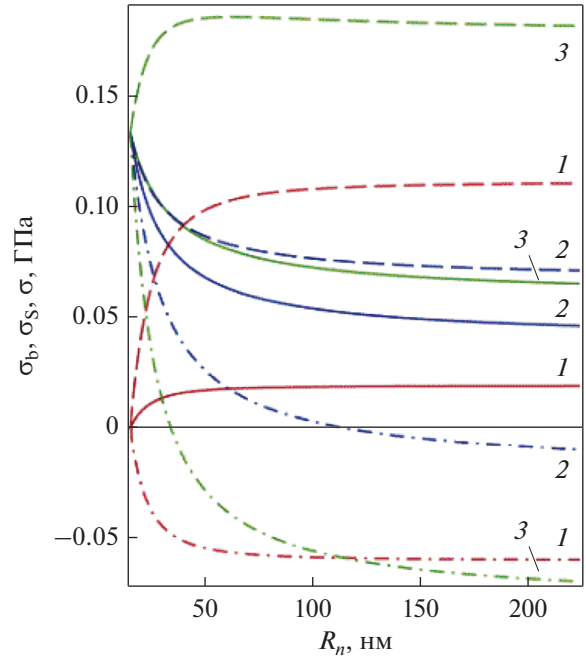


Рис. 3. Зависимости $\sigma_b(R_n)$ — кривые 1, $\sigma_s(R_n)$ — кривые 2, $\sigma(R_n)$ — кривые 3. Сплошными линиями показаны графики для дисков с оболочкой из золота, штрихпунктирной — для диска с алюминием, пунктирной — для диска с платиной. Кривые построены для величин $r = 15$ нм, $\Delta t = 200$ К.

симости результирующего механического напряжения от толщины оболочки.

Особая ситуация возникает для диска с оболочкой из платины. Из-за незначительного коэффициента теплового расширения платины по сравнению с никелем, напряжение σ_b имеет отрицательный знак, и механизмы теплового расширения и поверхностного натяжения конкурируют в создании результирующего механического напряжения σ . Напряжение σ убывает до нуля и даже принимает отрицательные значения, что может привести к разрыву интерфейса немагнитной и ферромагнитной фаз.

С помощью выражения (11) вычислены поправки для константы анизотропии дисков с толщиной ферромагнитного слоя 10 нм, такой же толщиной немагнитного слоя и при перепаде температуры 200 К. Результат для дисков с золотым и алюминиевым покрытиями составил $K_{st, Au} \approx 1.6 \times 10^4$ и $K_{st, Al} \approx 2.3 \times 10^4$ Дж/м³ соответственно. Разумно сравнить эти значения с постоянными анизотропии формы и поверхностной анизотропии, которые для тонких пленок никеля имеют порядок $\mu_0 M_s^2 \approx 1.4 \times 10^5$ Дж/м³, и кристаллографической анизотропией $K_{cr} \approx 5.0 \times 10^4$ Дж/м³. Таким

образом, поправка составляет порядка 16% от константы анизотропии формы и порядка 45% от кристаллографической константы в случае оболочки из алюминия и 11 и 33% соответственно для оболочки из золота.

Вклад K_{st} в эффективную анизотропию поликристаллического диска с золотым покрытием, заметно меньше, чем с покрытием из алюминия. В дисках с платиновым покрытием механические напряжения, создаваемые оболочкой, играют заметную роль исключительно при малых толщинах, сравнимых с толщиной ферромагнитной наночинки (см. рис. 3).

В системе с алюминием анизотропия, спровоцированная механическими напряжениями из-за перепада температур, играет большую роль, чем в системе с золотом. В любом случае вклад K_{st} сравним с другими видами анизотропии только для чрезвычайно тонких дисков (порядка 10 нм). При таких толщинах механические напряжения в рассматриваемых системах способны изменить конфигурацию намагниченности вблизи края нанодиска из-за возникновения анизотропии с осью, перпендикулярной боковой поверхности. Это может привести к выходу намагниченности из плоскости магнетика и увеличению результирующей

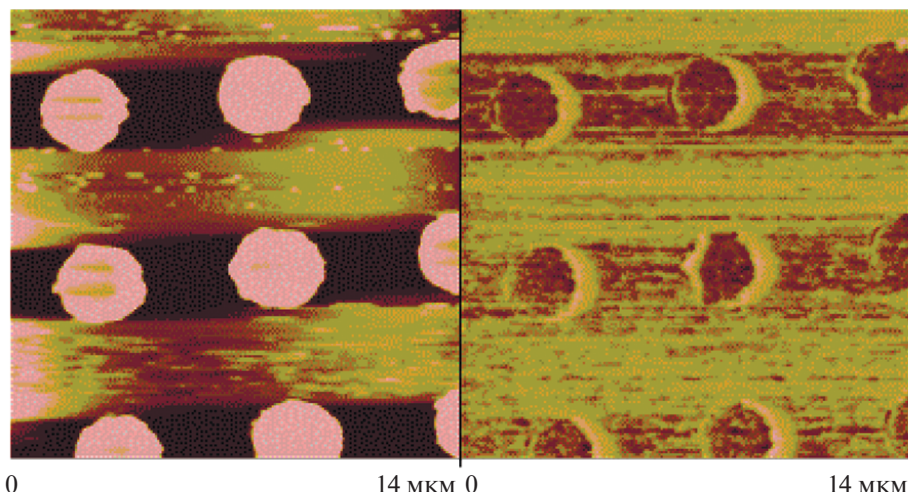


Рис. 4. Атомно-силовое (слева) и магнитно-силовое (справа) изображения трехслойных (золото/никель/золото) пленочных дисков диаметром 3 мкм. Толщина никелевого слоя 60 нм, золотых слоев – 5 нм каждый.

шего магнитного момента частицы и, как следствие, облегчение процесса управления ее движением с помощью полей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для использования ферромагнитных пленочных нанодисков в качестве “наноскальпелей” в процедурах неинвазивной клеточной хирургии важно существование у нанодиска квазидипольного магнитного момента, достаточного для управления процедурой деструкции клеток опухоли с помощью переменного магнитного поля [24]. В работе показано, что преодолеть тенденцию вихреобразования для трехслойного пленочного нанодиска (ферромагнетик с двухсторонним немагнитным покрытием) можно, используя эффекты магнитострикции, поверхностной анизотропии, различие в температурном расширении слоев и варьируя толщину слоев. Механические напряжения, возникающие вблизи края нанодиска, способны изменить параметры анизотропии по крайней мере локально. Этот вклад может составлять немалую величину по сравнению с анизотропией формы и поверхностной анизотропией, не говоря о кристаллографической. Причем, эффект тем сильнее, чем тоньше немагнитная оболочка. Но с точки зрения безопасности использования магнитных нанодисков в медицине, уменьшать толщину защитного слоя (золотого или платинового) до минимума не следует из-за возможности его разрыва и, как следствие, контакта токсичного ферромагнитного металла с тканями организма [29, 30].

Большие значения K_{st} способны привести к тому, что метастабильным окажется даже состояние с выходом магнитного потока из боковой по-

верхности диска. Подобный эффект наблюдался в никелевых нанопроволоках [16] и никелевых пленочных пятнах большого диаметра (десятки мкм) [31]. Следует учитывать, что формирование магнитного квазидиполя у “наноскальпеля” (и плоского, и с выходом из плоскости пятна) повышает его функциональную эффективность, но сопряжено с опасностью слипания частиц в крупные конгломераты, что затрудняет движение частиц по капиллярам организма [32–35].

Предварительные эксперименты по наблюдению магнитной структуры никелевых нанодисков с двухсторонним золотым покрытием, изготовленных по технологии, описанной в [3, 22, 32], подтверждают формирование в них предсказываемой теоретическими оценками плоской квазидипольной магнитной структуры (рис. 4). О квазидипольной магнитной структуре объектов исследования свидетельствует асимметрия их магнитносиловых изображений.

Для наблюдения магнитной структуры ферромагнитных образцов применялся сканирующий зондовый силовой микроскоп Veeco MultiMode NanoScope IIIa SPM. Микроскоп переводится в режим формирования магнитных изображений по двухпроходной методике [36]. Для этих целей использовался кантилевер, зонд которого покрыт слоем Cr/Co .

Теоретический анализ дает основания полагать, что именно пленочные нанодиски никеля с золотым двухсторонним покрытием могут оказаться наиболее перспективными кандидатами в “наноскальпели” для клеточной хирургии опухолей и, возможно, окажутся эффективными как инструмент визуализации пораженных клеток [37, 38].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-02-

00161 (в части теоретических расчетов и численных оценок) и проекта № 20-02-00696 (в части изготовления и исследования образцов).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Vitol E.A., Novosad V., Rozhkova E.A.* Microfabricated magnetic structures for future medicine: from sensors to cell actuators // *Nanomedicine*. 2012. V. 7. № 10. P. 1611–1624.
2. *Schopphoven C., Tschope A.* Magnetic anisotropy of nickel nanorods and the mechanical torque in an elastic environment // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2018. V. 51. P. 115005.
3. *Ким П.Д., Орлов В.А., Руденко Р.Ю., Прокопенко В.С., Орлова И.Н., Замай С.С.* Коллективная динамика магнитных вихрей в массиве взаимодействующих наноточек // *Письма в ЖЭТФ*. 2015. Т. 101. С. 620–626.
4. *Kim D.-H., Rozhkova E.A., Ulasov I.V., Bader S.D., Rajh T., Lesniak M.S., Novosad V.* Biofunctionalized Magnetic Vortex Microdisks for Targeted Cancer Cell Destruction // *Nature Materials*. <https://doi.org/10.1038/nmat2591>
5. *Scholz W., Guslienko K.Yu., Novosad V., Suess D., Schrefl T., Chantrell R.W., Fidler J.* Transition from single-domain to vortex state in soft magnetic cylindrical nanodots // *JMMM*. 2003. V. 266. P. 155–163.
6. *Ким П.Д., Прокопенко В.С., Орлов В.А., Руденко Р.Ю., Руденко Т.В., Васильев Б.В., Живаев В.П., Ким Т.А.* Магнитные структуры премагнетных пленочных микропятен // *ДАН*. 2015. Т. 463. С. 28–31.
7. *Neel M.L.* Anisotropie Magnetique Superficielle et Surstructures D'orientation // *J. Phys. Radium*. 1954. V. 15. № 4. P. 225–239.
8. *Chen C., Kitakami O., Okamoto S., Shimada Y.* Surface anisotropy in giant magnetic coercivity effect of cubic granular FeCo/SiO₂ and NiCo/SiO₂ films: A comparison with Nèrel's theory // *J. Appl. Phys.* 1999. V. 86. P. 2161–2165.
9. *Lu Li.* Stress effects on ferromagnetic materials: investigation of stainless steel and nickel, Retrospective Theses and Dissertations. 2004. 1179 p.
10. *Suzuki T., Baba H., Matsumoto E.* Stress effect on hysteretic magnetization curve of nickel // *Intern. J. Appl. Electromagn. and Mechan.* 2001/2002. V. 13. P. 307–310.
11. *Бычкова А.В., Сорокина О.Н., Розенфельд М.А., Коварский А.Л.* Многофункциональные биосовместимые покрытия на магнитных наночастицах // *Успехи химии*. 2012. Т. 81. С. 1026–1050.
12. *Carmichael R.S.* Stress Control of Magnetization in Magnetite and Nickel, and Implications for Rock Magnetism // *J. Geomagn. and Geoelectricity*. 1968. V. 20. P. 187–196.
13. *Винокуров Д.Л.* Магнитоупругое взаимодействие в системе ферромагнетик-мультиферроик // *ФТТ*. 2015. Т. 57. С. 908–912.
14. *Орлов В.А., Орлова И.Н.* К вопросу об устойчивости намагниченности ферромагнитного нанопиллиндра в ферроэлектрической матрице // *ФММ*. 2013. V. 114. С. 11–15.
15. *Freedman J.F.* Stress Effects on the Magnetic Properties of Evaporated Single-Crystal Nickel Films // *J. Appl. Phys.* 1962. V. 33. P. 1148–1149.
16. *Kumar A., Fahler S., Schlorb H., Leistner K., Schultz L.* Competition between shape anisotropy and magnetoelastic anisotropy in Ni nanowires electrodeposited within alumina templates // *Phys. Rev. B*. 2006. V. 73. P. 064421.
17. *Forzani L., Ramos C.A., Brigneti E.V., Gennaro A.M., Koropecki R.R.* Negative thermal expansion of nanoporous anodic aluminum oxide membranes // *Appl. Phys. Lett.* 2019. V. 114. P. 111901.
18. *Kamiya M., Hara K., Itoh K., Okamoto K., Hashimoto T., Fujiwara H.* Magnetic analysis of the stress in nickel films obliquely deposited by sputtering // *JMMM*. 1992. V. 117. P. 232–238.
19. *Mathurin T., Giordano S., Dusch Y., Tiercelin N., Pernod P., Preobrazhenski V.* Manipulation of magnetic domain wall in magnetoelastic nanostripes // *23 Congress Francais de Mecanique Lille*, 28 august–1 Septembre 2017.
20. *Нургазизов Н.И., Бизяев Д.А., Бухараев А.А., Чуکلанов А.П.* Управление магнитной структурой CoNi-микрочастиц при помощи механических напряжений // *ФТТ*. 2020. Т. 62. С. 1503–1506.
21. *Wang J., Li G.-P., Shimada T., Fang H., Kitamura T.* Control of the polarity of magnetization vortex by torsion // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V. 103. P. 242413.
22. *Замай С.С., Прокопенко В.С., Принц В.Я., Селезнев В.А., Замай Т.Н., Замай Г.С., Замай А.С., Ким П.Д.* Нанодиски для разрушения опухолевых клеток // Патент на полезную модель RU 167739 U1, 10.01.2017. Заявка № 2015151687 от 02.12.2015.
23. *Дарков А.В., Шниро Г.С.* Сопроствление материалов. М.: Высшая школа, 1975. 654 с.
24. *Lanotte L., Ausanio G., Iannotti V., Pepe G., Carotenuto G., Netti P., Nicolais L.* Magnetic and magnetoelastic effects in a composite material of Ni microparticles in a silicone matrix // *Phys. Rev. B*. 2001. V. 63. P. 054438.
25. *Шебзухова М.А., Шебзухов А.А.* Размерная зависимость температурного коэффициента поверхностного натяжения твердой наночастицы на границе с паром // *ФТТ*. 2013. Т. 55. С. 2262–2270.
26. *Bower D.I.* The Magnetostriction Coefficients of Nickel // *Proc. R. Soc. Lond. A*. 1971. V. 326. P. 87–96.
27. *Went J.J.* Linear magnetostriction of homogeneous nickel alloys // *Physica*. 1961. V. XVII. P. 98–116.
28. *Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. и др.* Физические величины: Справочник, М.: Энергоатомиздат., 1991. 1232 с.
29. *Wu W., He Q., Jiang C.* Magnetic Iron Oxide Nanoparticles: Synthesis and Surface Functionalization Strategies // *Nanoscale Res. Lett.* 2008. V. 3. P. 397–415.
30. *Paulus P.M., Bonnemant H., van der Kraan A.M., Luis F., Sinzig J., de Jongh L.J.* Magnetic properties of nano-sized transition metal colloids: the influence of noble metal coating // *Eur. Phys. J. D*. 1999. V. 9. P. 501–504.
31. *Прокопенко В.С., Васильев Г.Г., Иванов В.П., Черкашин В.С., Дрокин Н.А.* Краевая анизотропия в поликристаллических ферромагнитных пленках //

- Изв. РАН, сер. Физическая. 1972. Т. XXVI. С. 1163–1165.
32. *Замай С.С., Прокопенко В.С., Замай А.С., Денисенко В.В., Ким П.Д., Орлов В.А., Замай Г.С., Иванченко Т.И., Замай Т.Н.* Функционализированные аптамерами магнитные нанодиски для нанохирургии опухолей // Сибирское медицинское обозрение. 2015. Т. 6. С. 48–54.
33. *Vitol E.A., Novosad V., Rozhkova E.A.* Multifunctional Ferromagnetic Disks for Modulating Cell Function // IEEE Trans. on Magn. 2012. V. 48. P. 3269–3274.
34. *Kim D.-H., Karavayev P., Rozhkova E.A., Pearson J., Yefremenko V., Bader S.D., Novosad V.* Mechanoreponsive system based on sub-micron chitosan-functionalized ferromagnetic disks // J. Mater. Chem. 2011. V. 21. P. 8422–8426.
35. *Zamay G.S., Kolovskaya O.S., Zamay T.N., Glazyrin Y.E., Krat A.V., Zubkova O., Spivak E., Wehbe M., Gargaun A., Muharemagic D., Komarova M., Grigorieva V., Savchenko A., Modestov A.A., Berezovski M.V., Zamay A.S.* Aptamers Selected to Postoperative Lung Adenocarcinoma Detect Circulating Tumor Cells in Human Blood // Molecular Therapy. <https://doi.org/10.1038/mt.2015.108>
36. *Миронов В.Л.* Основы сканирующей зондовой микроскопии: Учебное пособие для студентов старших курсов. Институт физики микроструктур РАН. Нижний Новгород. 2004. 114 с.
37. *Vitol E.A., Rozhkova E.A., Rose V., Stripe B.D., Young N.R., Cohen E.E.W., Leoni L., Novosad V.* Efficient Cisplatin Pro-Drug Delivery Visualized with Sub-100 nm Resolution: Interfacing Engineered Thermosensitive Magnetomicelles with a Living System // Adv. Mater. Interfaces. 2014. V. 1. P. 1400182.
38. *Kolovskaya O.S., Zamay T.N., Zamay A.S., Glazyrin Y.E., Spivak E.A., Zubkova O.A., Kadkina A.V., Erkaev E.N., Zamay G.S., Savitskaya A.G., Trufanova L.V., Petrova L.L., Berezovski M.V.* DNA Aptamer/Protein Interaction as a Cause of Apoptosis and Arrest of Proliferation in Ehrlich Ascites Adenocarcinoma Cells // Membrane and Cell Biology. 2014. V. 8. P. 60–72.