

## Термоиндуцированное переключение намагниченности субмикронных Ni частиц, сформированных на монокристаллическом триборате лития

Д. А. Бизяев<sup>ID</sup>, А. П. Чукланов<sup>ID</sup><sup>1)</sup>, Н. И. Нургазизов<sup>ID</sup>, А. А. Бухараев<sup>ID</sup>

Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского,  
Федеральный исследовательский центр “Казанский научный центр РАН”, 420029 Казань, Россия

Поступила в редакцию 6 июля 2023 г.  
После переработки 21 сентября 2023 г.  
Принята к публикации 22 сентября 2023 г.

В работе изучалось влияние термоиндуцированного магнитоупругого эффекта на поле переключения намагниченности субмикронных Ni частиц. Для этого частицы размерами  $0.9 \times 0.3 \times 0.03$  мкм были сформированы на поверхности подложки, изготовленной из монокристаллического трибората лития ( $\text{LiB}_3\text{O}_5$ ). Было экспериментально показано, что за счет данной подложки можно существенно (более чем в полтора раза) снизить значение поля переключения частиц при изменении температуры образца с 30 до 45 °С. Наблюдаемое снижение поля переключения связано с наводимой в частицах магнитоупругой анизотропией за счет разности в термических коэффициентах расширения подложки по разным кристаллическим осям.

DOI: 10.31857/S1234567823200090, EDN: orkdif

Одной из проблем использования магнитных сред для записи и хранения информации являются два взаимоисключающих требования к коэрцитивной силе такой среды. С одной стороны, требуется высокая коэрцитивная сила среды для хранения информации с целью повышения помехоустойчивости и сроков хранения. С другой стороны, требуется низкая коэрцитивная сила среды при записи информации с целью снижения количества энергии, потребляемой такими устройствами. Одним из методов решения этой проблемы является HAMR – метод термоассистированной магнитной записи информации (Heat-Assisted Magnetic Recording) [1–3]. В этом методе запись бита информации осуществляется с помощью внешнего магнитного поля на отдельную ферромагнитную частицу, которая в этот момент подогревается, например, с помощью сфокусированного импульсного лазерного излучения [1]. Коэрцитивная сила частицы за счет нагрева существенно снижается, и запись информации может происходить при достаточно небольших значениях внешнего магнитного поля. Далее частица остывает, и при хранении информации ее коэрцитивная сила остается достаточно большой.

Одним из недостатков классического HAMR являются высокие энергозатраты. Так, например, для снижения коэрцитивного поля в 1.5 раза пермалло-

евые частицы необходимо нагреть до температуры примерно 75 % от их температуры Кюри, что составляет около 600 °С [4]. Кобальт имеет еще более высокую температуру Кюри (1120 °С) [5], соответственно, для частиц, изготовленных из него или из сплавов на его основе, будет нужен нагрев до еще более высоких температур. Наиболее перспективным металлом для создания HAMR устройств может оказаться никель, имеющий сравнительно низкую температуру Кюри 358 °С [5], и сплавы на его основе. Для создания более энергоэффективных HAMR устройств можно использовать ферромагнитные сплавы, имеющие температуру Кюри, близкую к комнатной, однако при этом возникает проблема, связанная с возможной потерей хранимой информации при случайном перегреве. Снизить коэрцитивную силу частиц можно не только за счет их нагрева, но и за счет магнитоупругого эффекта, если создать в частицах ось анизотропии, перпендикулярную оси легкой намагниченности частиц (вдоль которой производится переключение их намагниченности). Для этого можно сформировать частицы на подложке с анизотропным коэффициентом термического расширения, например, поливинилиденфториде (ПВДФ) [6] или ниобате лития ( $\text{LiNbO}_3$ ) [7]. При этом наводимую анизотропию можно контролировать, изменяя температуру образца. В некоторых случаях такие подложки можно использовать не только для сни-

<sup>1)</sup>e-mail: a.chuklanov@gmail.com

жения коэрцитивной силы сформированных на них микроструктур, но и для изменения направления их намагниченности. В работе [6] был продемонстрирован циклический поворот намагниченности на  $90^\circ$  тонкой пленки FeGa при изменении температуры образца в интервале  $7\text{--}47^\circ\text{C}$ . В работе [7] было продемонстрировано управление магнитной структурой CoNi микрочастиц. Было показано, что намагниченность CoNi микрочастицы можно развернуть на  $90^\circ$  за счет изменения температуры образца в интервале  $27\text{--}127^\circ\text{C}$ . Кроме того, наблюдалось существенное снижение величины поля переключения такой микрочастицы за счет наводимой магнитоупругой анизотропии.

С точки зрения реализации энергоэффективно-го HAMR наибольший интерес представляют ферромагнитные частицы, у которых состояние однородной или близкой к однородной (квазиоднородной) намагниченности разворачивается на  $180^\circ\text{C}$  и сохраняется после отключения внешнего поля и понижения температуры структуры до исходной (т.е. температуры хранения информации). Под “квазиоднородной намагниченностью” здесь понимается такое состояние магнитной подсистемы объекта с размерами заметно больше, чем радиус однодоменности, при котором из-за анизотропии формы в нём не образуется многодоменное состояние. Такой объект может обладать заметно отличным от нуля суммарным магнитным моментом, который можно зарегистрировать в эксперименте. Обычно квазиоднородной структурой намагниченности обладают планарные частицы, имеющие форму сильно вытянутого эллипса, треугольные и четырехугольные частицы с различной степенью вогнутости сторон [8, 9]. При подходящем размере и материале, в отсутствие внешних воздействий (магнитного поля, механического напряжения), у эллиптических и четырехугольных вогнутых планарных частиц могут наблюдаться стабильные состояния с квазиоднородной намагниченностью, отличающиеся на  $180^\circ$ .

В настоящее время большое количество научных и исследовательских коллективов использует пьезоэлектрические подложки для создания магнитоупругой анизотропии в частицах. Величина анизотропии контролируется прикладываемым к подложке электрическим потенциалом. Обзоры результатов таких исследований проведены в работах [10, 11]. В частности, в табл. 1 работы [10] приведены используемые поля и энергии поворота намагниченностей. Основными объектами изучения выступают планарные частицы высотой  $10\text{--}30\text{ нм}$  с латеральными размерами  $100\text{--}150\text{ нм}$ , изготовленные из Ni и Terfenol-D

( $\text{Tb}_x\text{Dy}_{1-x}\text{Fe}_2$ ,  $x \sim 0.3$ ). Частицы таких размеров, как правило, являются однодоменными и для изменения направления намагниченности необходимо прикладывать большие механические напряжения, сильные внешние поля или оба этих фактора вместе [11]. Увеличивая размер частицы и подбирая анизотропию формы, можно снизить коэрцитивную силу, сохранить преимущественное направление магнитных моментов и, как следствие, заметно отличный от нуля суммарный магнитный момент (иными словами, сохранить квазиоднородную намагниченность), что позволяет использовать для переключения более слабые магнитные поля, повышая энергоэффективность.

В данной работе исследовалось влияние термоиндуцированного магнитоупругого эффекта на поле переключения планарных прямоугольных частиц. Частицы имели размеры  $0.9 \times 0.3 \times 0.03\text{ мкм}$  и были изготовлены из Ni. Как показали наши предыдущие исследования [12], реакция магнитной структуры Ni микрочастиц на наводимые механические напряжения сопоставима с FeGa микрочастицами, имеющими очень высокое значение магнитострикции ( $200\text{--}400 \times 10^{-6}$ , в зависимости от состава), и значительно превосходит другие чистые металлы. Это связано с низкой намагниченностью насыщения Ni ( $490\text{ кА/м}$ ) и достаточно большой по абсолютному значению константой магнитострикции ( $-37 \cdot 10^{-6}$ ) [13].

В качестве подложки для формирования частиц использовался монокристаллический триборат лития ( $\text{LiB}_3\text{O}_5$ , далее LBO) фирмы HG Optronics. Для улучшения адгезии Ni с подложкой, а также для снятия электростатического заряда при проведении измерений с помощью магнитно-силового микроскопа (МСМ), на поверхность LBO была предварительно напылена сплошная пленка Ti толщиной  $5\text{ нм}$ . Во время МСМ измерений данная пленка заземлялась. Для напыления Ti и Ni на поверхность подложки использовался метод распыления твердотельной мишени электронным лучом в условиях сверхвысокого вакуума. Напыление Ni проводилось при температуре  $35^\circ\text{C}$  через плотно прижатую к поверхности образца металлическую сетку с квадратными отверстиями. Отверстия имели размер  $7.5\text{ мкм}$ , расстояние между ними составляло  $7.2\text{ мкм}$ . Далее, с помощью сканирующей зондовой литографии из отдельной квадратной поликристаллической Ni микрочастицы размером  $7.5\text{ мкм}$  формировался массив субмикронных частиц прямоугольной формы, т.е. весь лишний металл фактически соскребался с поверхности подложки иглой сканирующего зондового микроскопа (так называемая “scratching” методика). Излишки Ni по-

сле отделения от частиц имели плохую адгезию к поверхности подложки и удалялись промывкой в дистиллированной воде с использованием ультразвуковой ванны.

При формировании субмикронных частиц необходимо было решить две задачи. Первая задача состояла в выборе такого расстояния между частицами, которое позволило бы избежать их взаимного влияния на процесс переключения направления намагниченности. Для этого использовался подход, предложенный в работе [14]. Простые расчеты показали, что в приближении точечного диполя для геометрии образца на рис. 1 (среднее расстояние между

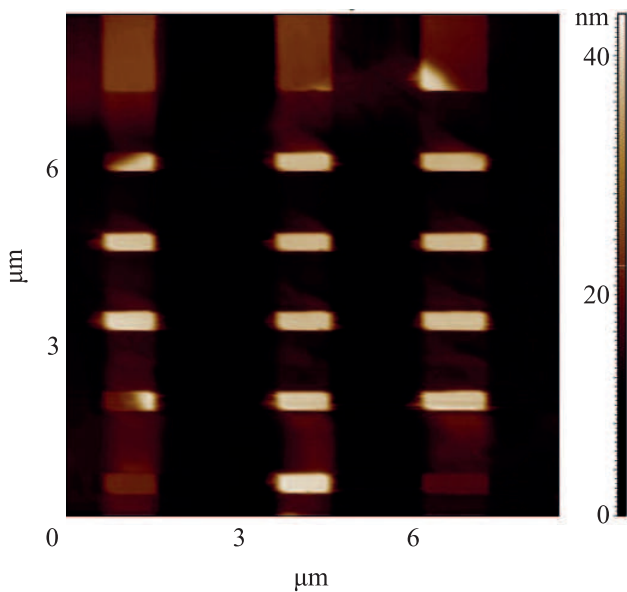


Рис. 1. (Цветной онлайн) Атомно-силовое изображение массива субмикронных Ni частиц, сформированного из одной квадратной микрочастицы 7.5 мкм

краями частиц вдоль длинной оси 1.5 мкм, вдоль короткой 1.2 мкм) наводимое магнитное поле от 4 ближайших соседей не превышало 25% от коэрцитивного поля частиц. Полученная оценка согласуется с результатами работы [15], где для эллипсоидальных Co частиц размерами около 0.2 мкм было показано, что значимое взаимное влияние возникает на расстоянии 40 нм между краями частиц, при расстоянии 600 нм никакого взаимодействия не наблюдалось (магнитный момент у Co при этом заметно больше, чем у Ni). Вторая задача заключалась в необходимости исключения влияния на поле переключения частиц оставшегося массивного материала. Поэтому большие квадратные 7.5 мкм микрочастицы были удалены по периметру от исследуемых объектов. Из-за особенностей метода изготовления частиц, часть

из них имела большое отклонение от заданной формы и размеров, поэтому из двух массивов частиц общим количеством 28 штук при анализе учитывались только 15 частиц нужного размера.

Зондовая литография и МСМ измерения были выполнены на сканирующем зондовом микроскопе (СЗМ) Ntegra. Для литографии использовались алмазные зонды "D300" (SCDprobes). Для МСМ измерений использовались низкомомментные магнитные зонды "PPP-LM-MCMR" (Nanosensor). Также, для снижения влияния МСМ зонда на исследуемые частицы, все МСМ измерения выполнялись в однопроводном режиме. СЗМ позволял в процессе магнитно-силовых измерений создавать постоянное магнитное поле до  $\pm 0.08$  Тл в плоскости образца и нагревать его от комнатной температуры до 150 °С. Во время МСМ измерений образец располагался таким образом, чтобы внешнее магнитное поле было направлено вдоль длинной стороны частиц.

Плоскость, на которой формировались частицы, была образована осями кристалла  $x$  и  $z$ . Согласно данным производителя коэффициенты термического расширения LBO вдоль оси  $x$   $\alpha_x = 10.8 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ , вдоль оси  $z$   $\alpha_z = 3.4 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ . Сформированные частицы имели поликристаллическую форму (магнитокристаллическая анизотропия равна нулю) и изотропный коэффициент термического расширения, который согласно литературным данным составляет  $\alpha_p = 1.3 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  [5]. Частицы были сформированы таким образом, чтобы их длинная ось совпадала с осью  $x$  подложки. Таким образом, при увеличении температуры образца происходило растяжение частиц вдоль этой оси (рис. 2) и наводимая одноосная деформация при изменении температуры ( $\Delta T$ )

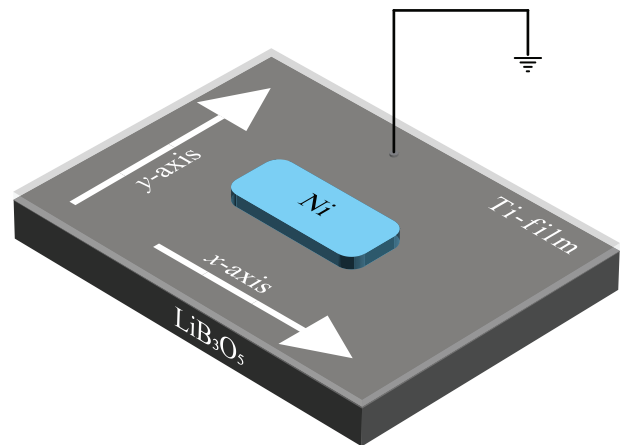


Рис. 2. (Цветной онлайн) Схема расположения исследуемых Ni частиц на монокристаллической подложке LiB<sub>3</sub>O<sub>5</sub>

должна была составлять  $\varepsilon = ((\alpha_x - \alpha_p) - (\alpha_z - \alpha_p)) \times \Delta T = 7.4 \cdot 10^{-5} \cdot \Delta T$ . Если принять модуль Юнга Ni равным  $E = 210$  ГПа, согласно [5], то термоиндуцируемое одноосное механическое напряжение должно было составить  $\sigma = 15.5 \cdot \Delta T$  МПа. За счет отрицательной константы магнитострикции Ni растяжение частиц должно приводить к созданию оси наведенной магнитной анизотропии в направлении, перпендикулярном этому растяжению.

Для изучения влияния термоиндуцированных механических деформаций на величину поля переключения субмикронных Ni частиц было выполнено два типа экспериментов. Под полем переключения подразумевалась такая величина внешнего магнитного поля, при которой направление квазиоднородной намагниченности частицы разворачивается на  $180^\circ$ . На получаемых МСМ изображениях состоянию квазиоднородной намагниченности соответствуют светлая и темная области над магнитными полюсами частицы. При изменении направления квазиоднородной намагниченности на противоположное МСМ изображение частицы инвертируется (рис. 3, 4).

В первом типе экспериментов фиксировалась температура образца и выполнялось предварительное намагничивание всех частиц полем  $-20$  мТл. Затем выставлялось нулевое поле и проводилось увеличение его значения в противоположном направлении с шагом  $1$  мТл. На каждом шаге получалось МСМ изображение образца и анализировалась магнитная структура частиц. Поле увеличивалось до изменения направления намагниченности всех частиц на противоположное. Затем температура образца увеличивалась на  $5^\circ\text{C}$  и цикл измерений с протяжкой по полю повторялся. Диапазон изменения температуры образца составил  $25$ – $50^\circ\text{C}$ . Количество сформированных частиц, их соответствие заданным размерам и их расположение в области, доступной для МСМ сканирования, привели к тому, что одновременно проводилось наблюдение за намагниченностью  $15$  частиц. На рисунке 3а приведено МСМ изображение 3 субмикронных Ni частиц в нулевом поле после процесса их намагничивания. У каждой частицы наблюдается характерное изображение, которое соответствует состоянию с квазиоднородной намагниченностью, направленной вдоль длинной стороны частицы. При этом темная область соответствует одному полюсу частицы, а светлая – другому. При определенном значении внешнего магнитного поля (при температуре образца  $35^\circ\text{C}$  и поле  $+10$  мТл) этот контраст изменяется на противоположный (рис. 3б), что соответствует изменению направления намагниченности частиц на противоположное. Как показали про-

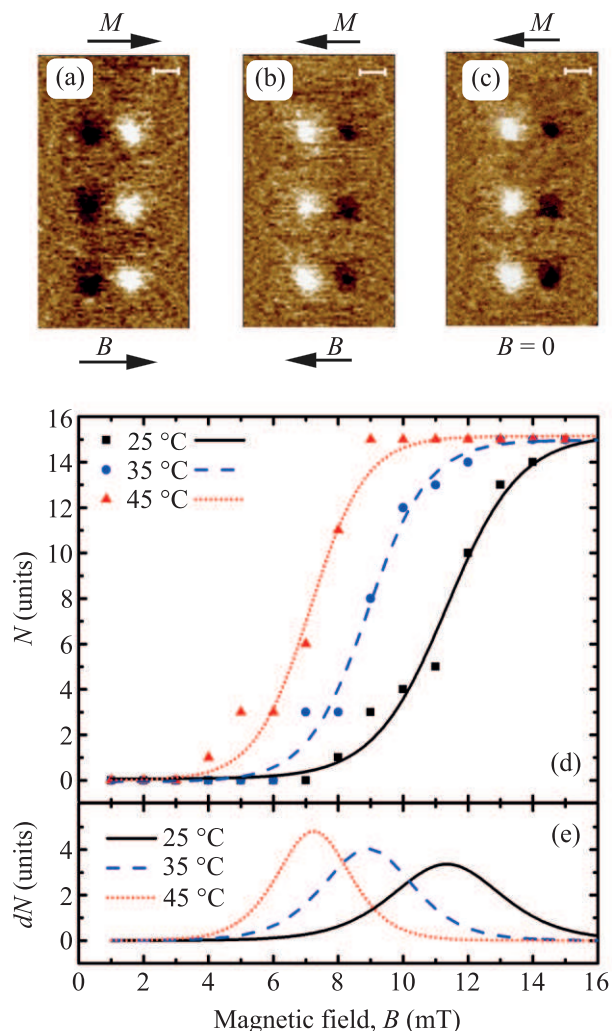


Рис. 3. (Цветной онлайн) МСМ изображения трех Ni частиц: в поле 0 мТл (после намагничивания в поле  $-20$  мТл) при температуре образца  $35^\circ\text{C}$  (а); в поле  $+10$  мТл при температуре образца  $35^\circ\text{C}$  (б); в поле 0 мТл после понижения температуры до  $25^\circ\text{C}$  (с). Длина размерного бара составляет  $500$  нм. Стрелками показано направление внешнего магнитного поля  $B$  и намагниченности  $M$  в частицах. Зависимости количества частиц ( $N$ ), изменивших направление намагниченности, от внешнего магнитного поля и температуры структуры (д). Фигурами (треугольник, круг, квадрат) показаны экспериментальные данные, линиями – результаты фитинга для соответствующих температур. Зависимости увеличения количества перемагнитившихся частиц ( $dN$ , представляет собой производную аппроксимационных кривых рис. 3д) от внешнего магнитного поля при разных температурах (е)

веденные измерения, это направление намагниченности частиц сохраняется после их охлаждения до комнатной температуры и выключения внешнего поля (рис. 3с).



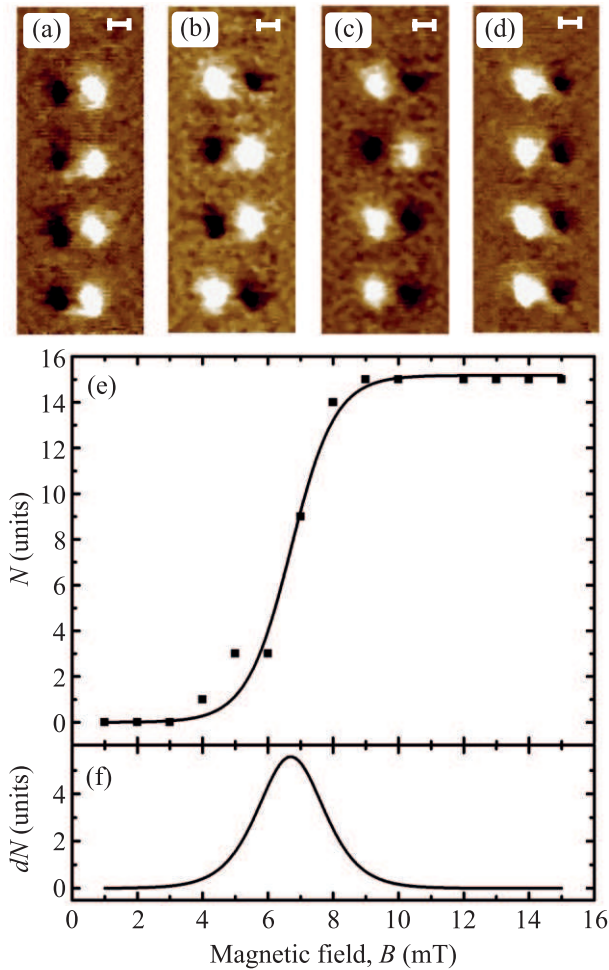


Рис. 4. (Цветной онлайн) МСМ изображение 4-х Ni частиц, полученные при 25 °С в поле 0 мТл: после намагничивания полем –20 мТл при 25 °С (а); после нагрева до 45 °С и охлаждения в поле +5 мТл (b); после нагрева до 45 °С и охлаждения в поле +7 мТл (c); после нагрева до 45 °С и охлаждения в поле +9 мТл (d). Длина размерного бара составляет 500 нм. Зависимость количества частиц ( $N$ ), изменивших направление намагниченности, от величины поля, в котором образец нагревался до 45 °С и охлаждался до 25 °С (e). Фигурой (квадрат) показаны экспериментальные данные, линией – результат фитинга. Зависимость увеличения количества перемагнитившихся частиц ( $dN$ ), представляет собой производную аппроксимационной кривой (e) от внешнего магнитного поля (f)

Подсчет количества переключившихся частиц позволил составить графики зависимости поля переключения частиц от внешнего магнитного поля и температуры (рис. 3d) и определить среднее значение поля переключения частиц. Для наглядности на рис. 3d, e приведены результаты только для трех температур: 25, 35 и 45 °С. Так как количество

измеряемых частиц было небольшим, и они имели разброс по размерам, то для усреднения полученных значений проводилась аппроксимация этих данных функцией  $Y = a/(1 + b \cdot \exp(-k \cdot X))$ . Далее эта кривая дифференцировалась и по максимуму производной определялось среднее значение поля переключения частиц при данной температуре (рис. 3e). Зависимость поля переключения частиц от температуры образца представлена в виде табл. 1. Согласно полученным данным, поле переключения частиц изменяется только в определенном диапазоне температур (30–45 °С) и при нагреве на 15 °С снижается на 4 мТл или в 1.57 раз. Также важно отметить, что с ростом температуры снижается разброс по полю переключения частиц (рис. 3e).

Таблица 1. Зависимость поля переключения субмикронных Ni частиц от температуры образца

Температура образца (°С)	25	30	35	40	45	50
Поле переключения (мТл)	11	11	9	8	7	7

При температурах выше 45 °С дальнейшего снижения поля переключения не наблюдается. По всей видимости, это связано с тем, что наводимая магнитоупругая анизотропия, направление которой перпендикулярно направлению внешнего магнитного поля, начинает препятствовать процессу переключения намагниченности. Следовательно, дальнейшее увеличение температуры образца становится нецелесообразным для снижения поля переключения частиц (при условии, что мы не хотим близко приближаться к температуре Кюри). Иными словами, величина наводимых механических напряжений в частице не должна превышать определенного значения (в нашем случае 0.15 ГПа). Поэтому при поисковых исследованиях влияния термоиндуцированного магнитоупругого эффекта на поле переключения частиц лучше использовать подложки, где механическая деформация увеличивается плавно при росте температуры (подложки, размер которых изменяется за счет разницы в термических коэффициентах расширения), а не наводится скачком (подложки, размер которых изменяется за счет фазового перехода) [16–18].

Во втором типе экспериментов производилось изменение температуры образца при фиксированном значении внешнего магнитного поля. На первом этапе частицы также намагничивались полем –20 мТл при температуре 25 °С, затем выставлялось определенное значение внешнего магнитного поля и производился цикл нагрева (до 45 °С) и охлаждения

(до 25 °С) образца. После охлаждения магнитное поле устанавливалось равным 0 мТл и получалось МСМ изображение образца (рис. 4а–д). Затем частицы приводились в исходное состояние за счет намагничивания в поле –20 мТл, величина внешнего магнитного поля увеличивалась на 1 мТл и цикл нагрева/охлаждения повторялся. Магнитное поле в данных экспериментах также было направлено вдоль длинной стороны частиц. Такой тип эксперимента может служить хорошим начальным приближением процесса записи информации методом HAMR. Как и в экспериментах первого типа при 45 °С, процесс переключения направления намагниченности частиц начинался при значении поля +4 мТл, когда изменялось направление намагниченности первой частицы из наблюдаемого массива. При последующем увеличении внешнего поля наблюдалось переключение направления намагниченности все большего числа частиц, которое сохранялось после остывания образца и выключения поля (рис. 4б, с). Поля в +9 мТл и цикла нагрева/охлаждения образца оказалось достаточно для изменения направления намагниченности всех частиц (рис. 4д). В результате обработки МСМ данных была получена зависимость количества частиц, изменивших направление намагниченности на противоположное при цикле нагрева/охлаждения от величины приложенного магнитного поля (рис. 4е). Среднее значение поля переключения частиц определялось, как и в экспериментах первого типа: производилось дифференцирование полученной кривой аппроксимации. По максимуму производной определялось среднее значение поля переключения частиц (рис. 4ф), которое с точностью до шага по полю составило 7 мТл. Полученное значение совпадает со средним значением поля переключения частиц при 45 °С, полученным в экспериментах первого типа.

Таким образом, за счет термоиндуцированного магнитоупругого эффекта в субмикронных прямоугольных частицах Ni, сформированных на поверхности трибората лития, можно существенно снизить (более чем в полтора раза) поле переключения направления намагниченности частиц при изменении температуры подложки всего на 15 °С. При использовании изотропных подложек для этого необходимо нагреть образец более чем на 200 °С. Триборат лития, за счет большой разницы в коэффициентах термического расширения по разным кристаллографическим осям и связанной с этим возможности наводить большие одноосные механические напряжения в частицах, может стать перспективной подложкой для создания в исследуемых объектах одноосных термоиндуцированных механических напряже-

ний и управления таким образом их магнитными свойствами.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант # 23-29-00085).

1. M. H. Kryder, E. C. Gage, T. W. McDaniel, W. A. Challener, R. E. Rottmayer, G. Ju, Y.-T. Hsia, and M. F. Erden, *Proceedings of the IEEE* **96**(11), 1810 (2008); DOI: 10.1109/JPROC.2008.2004315.
2. C. Vogler, C. Abert, F. Bruckner, D. Suess, and D. Praetorius, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 102406 (2016); DOI: 10.1063/1.4943629.
3. W.-H. Hsu and R. H. Victora, *JMMM* **563**, 169973 (2022); DOI: 10.1016/j.jmmm.2022.169973.
4. Н. И. Нургазизов, Т. Ф. Ханипов, Д. А. Бизяев, А. А. Бухараев, А. П. Чукланов, *ФТТ* **56**(9), 1756 (2014) [N. I. Nurgazizov, T. F. Khanipov, D. A. Bizyaev, A. A. Bukharaev, and A. P. Chuklanov, *Phys. Solid State* **56**(9), 1817 (2014); DOI: 10.1134/S1063783414090212.
5. А. П. Бабичев, Н. А. Бабушкина, А. М. Братковский и др. (Collaboration), *Физические величины: Справочник*, под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова, Энергоатомиздат. М. (1991), 1232 с.
6. Y. Liu, Q. Zhan, G. Dai, Xi. Zhang, B. Wang, G. Liu, Zh. Zuo, X. Rong, H. Yang, Xi. Zhu, Y. Xie, B. Chen, and R.-W. Li, *Sci. Rep.* **4**, 6925 (2014); DOI: 10.1038/srep06925.
7. D. A. Bizyaev, A. A. Bukharaev, N. I. Nurgazizov, A. P. Chuklanov, and S. A. Migachev, *Phys. Status Solidi RRL* **14**(9), 2000256 (2020); DOI: 10.1002/pssr.202000256.
8. P. B. Горев, О. Г. Удалов, *ФТТ* **61**(9), 1614 (2019); DOI: 10.21883/FIT.2019.09.48099.02N.
9. N. A. Usov, C.-R. Chang, and Z.-H. Wei, *J. Appl. Phys.* **89**, 7591 (2001); DOI: 10.1063/1.1357133.
10. А. А. Бухараев, А. К. Звездин, А. П. Пятаков, Ю. К. Фетисов, *УФН* **188**, 1288 (2018); DOI: 10.3367/UFNr.2018.01.038279 [A. A. Bukharaev, A. K. Zvezdin, A. P. Pyatakov, and K. Fetisov, *Phys.-Uspekhi* **61**, 1175 (2018)]; DOI: 10.3367/UFNe.2018.01.038279.
11. S. Bandyopadhyay, J. Atulasimha, and A. Barman, *Appl. Phys. Rev.* **8**, 041323 (2021); DOI: 10.1063/5.0062993.
12. Н. И. Нургазизов, Д. А. Бизяев, А. А. Бухараев, А. П. Чукланов, В. Я. Шур, А. Р. Ахматханов, *ФТТ* **65**(6), 955 (2023); DOI: 10.21883/FIT.2023.06.55650.07H.
13. К. П. Белов, *Магнотриксционные явления и их технические приложения*, Наука, М. (1987), 160 с.
14. V. L. Mironov and O. L. Ermolaeva, *Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques* **3**(5), 840 (2009); DOI: 10.1134/S1027451009050292.

15. N. D'Souza, M.S. Fashami, S. Bandyopadhyay, and J. Atulasimha, *Nano Lett.* **16**, 1069 (2016); DOI: 10.1021/acs.nanolett.5b04205.
16. J. De Venta, S. Wang, T. Saerbeck, J.G. Ramirez, I. Valmianski, and I.K. Schuller, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 62410 (2014); DOI: 10.1063/1.4865587.
17. R.F. Need, J. Lauzier, L. Sutton, B.J. Kirby, and J. de la Venta, *APL Mater.* **7**, 101115 (2019); DOI: 10.1063/1.5118893.
18. V. Gorige, A. Swain, K. Komatsu, M. Itoh, and T. Taniyama, *Phys. Status Solidi RRL* **11**, 1700294 (2017); DOI: 10.1002/pssr.201700294.