

01

Общие закономерности и различия в поведении динамического перемангничивания ферритмагнитных (CoFe_2O_4) и антиферромагнитных (NiO) наночастиц

© С.И. Попков^{1,2}, А.А. Красилов¹, С.В. Семенов^{1,2}, А.А. Дубровский¹, С.С. Якушкин³,
В.Л. Кириллов³, О.Н. Мартыанов³, Д.А. Балаев^{1,2}

¹ Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН,
Красноярск, Россия

² Сибирский федеральный университет,
Красноярск, Россия

³ Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН,
Новосибирск, Россия

E-mail: psi@ksc.krasn.ru

Поступила в Редакцию 26 марта 2020 г.

В окончательной редакции 26 марта 2020 г.

Принята к публикации 2 апреля 2020 г.

В наноразмерных антиферромагнитных (АФМ) частицах формируется дополнительная ферромагнитная (ФМ) подсистема, приводя к возникновению у АФМ-наночастиц нескомпенсированного магнитного момента и магнитных свойств, типичных для обычных ФМ-наночастиц. Для выявления закономерностей и различий динамического перемангничивания ФМ- и АФМ-наночастиц в настоящей работе исследованы типичные представители таких материалов: наночастицы CoFe_2O_4 и NiO средними размерами 6 и 8 нм соответственно. Большие величины полей необратимого поведения намагниченности этих образцов определяют необходимость использования сильных импульсных полей (амплитудой до 130 кОе) для исключения влияния эффекта частной петли гистерезиса при исследованиях динамического магнитного гистерезиса. Для образцов обоих типов коэрцитивная сила H_C при динамическом перемангничивании заметно превосходит H_C при квазистатических условиях. H_C возрастает с уменьшением длительности импульса τ_p и при увеличении максимального приложенного поля H_0 . Зависимость H_C от скорости изменения поля $dH/dt = H_0/2\tau_p$ является однозначной функцией для наночастиц CoFe_2O_4 , и именно такое поведение ожидается от системы однодоменных ФМ-наночастиц. В то же время для АФМ-наночастиц NiO коэрцитивная сила уже не является однозначной функцией dH/dt , и большее влияние оказывает величина приложенного поля H_0 . Такое различие в поведении ФМ- и АФМ-наночастиц вызвано взаимодействием ФМ-подсистемы и АФМ-„ядра“ внутри АФМ-наночастицы. Указанное обстоятельство необходимо учитывать при построении теории динамического гистерезиса АФМ-наночастиц и принимать во внимание при их практическом применении.

Ключевые слова: наночастицы CoFe_2O_4 , антиферромагнитные наночастицы NiO , динамическое перемангничивание, коэрцитивная сила.

DOI: 10.21883/FTT.2020.09.49753.25H

1. Введение

Интерес к магнитным наночастицам вызван как расширением области их возможных практических применений, так и фундаментальными вопросами связанными с влиянием поверхностных и размерных эффектов на магнитные характеристики. Одним из значимых проявлений поверхностных и размерных эффектов является формирование дополнительных (помимо основной) магнитных подсистем в наноразмерных частицах. Здесь, в первую очередь, имеется ввиду подсистема поверхностных спинов [1–3], которая может проявлять спинстеклоподобное поведение [3–5] и существенно модифицировать упорядочение спинов в „ядре“ частицы [6,7]. В наночастицах антиферромагнитных (АФМ) материалов возникает принципиально новое свойство — нескомпенсированный магнитный момент. В качестве возможной

причины формирования нескомпенсированного момента АФМ-наночастиц рассматривается наличие дефектов, как на поверхности, так и в объеме частиц [8,9]. Фактически, в наночастице обладающей АФМ-упорядочением, формируется дополнительная ферромагнитная (ФМ) подсистема [10–16].

Исследование динамического магнитного гистерезиса (ДМГ) является одной из перспективных методик изучения магнитного состояния в системах наночастиц [17–23]. Это вызвано как необходимостью понимания влияния внутренних параметров материала (магнитная анизотропия, размер частиц) на форму петли ДМГ, так и приложениями в области гипертермии. Для однодоменных ФМ-частиц динамический гистерезис определяется релаксационными процессами магнитного момента частицы [17,18,24,25]. Наличие ФМ-подсистемы в АФМ-наночастицах делает их поведение схожим

с поведением ФМ-наночастиц, и динамика перемагничивания также влияет на форму петли магнитного гистерезиса. Теоретическому рассмотрению ДМГ посвящено немало работ, причем, помимо ФМ-наночастиц [17,18,24–27], рассматриваются процессы динамического перемагничивания и для АФМ-наночастиц [28,29]. Экспериментальные работы ограничиваются исследованиями ФМ-наночастиц [3,20–23,30–32], и внимание заостряется, в основном, на эффекте гипертермии, а точнее, его результирующей характеристике — выделению тепла в изучаемой системе, находящейся в переменном поле.

В обычных установках, генерирующих переменное магнитное поле $H = H_0 \sin(2\pi\nu t)$, есть существенные ограничения на значения H_0 и частоты ν , связанные с мощностью, выделяемой в соленоиде. Поэтому обычно для частот порядка 10^2 – 10^3 Hz величины поля H_0 не превышают $\sim 10^3$ Oe [21,32]. Это обстоятельство существенно затрудняет исследование ДМГ в материалах, характеризующихся большими значениями магнитной анизотропии, поскольку, если H_0 будет меньше поля необратимого поведения намагниченности $H_{ит}$, то результирующая петля гистерезиса будет частной.

Альтернативой стандартным методам исследования ДМГ является использование импульсных полей, при которых выделение мощности ограничивается одиночным циклом изменения внешнего поля, и появляется возможность увеличивать значение H_0 до величин порядка сотен кОе. Тогда, при $H_0 > H_{ит}$ получаемая коэрцитивная сила H_C будет уже характеризовать закрытую петлю гистерезиса и определяться магнитной анизотропией материала, размерами частиц и параметрами импульса [33,34].

Данная работа посвящена сравнительному исследованию типичных представителей ферритмагнитных (CoFe_2O_4 , и далее к ним также будет применяться аббревиатура „ФМ“) и АФМ (NiO)-наночастиц, для которых условие $H_0 > H_{ит}$ может быть достигнуто только с использованием импульсных полей. И основная цель — показать, какие именно внешние параметры являются определяющими для коэрцитивной силы этих различных систем в условиях динамического перемагничивания.

2. Эксперимент

Исследовались образцы наночастиц NiO и CoFe_2O_4 средними размерами 8 и 6 нм соответственно. Методика приготовления и характеристика, включающая рентгеновскую дифракцию и просвечивающую электронную микроскопию, описаны в работах [35,36]. Квазистатические магнитные свойства измерялись на вибрационном магнетометре (далее — VSM). Температурные зависимости намагниченности $M(T)$ измерены в условиях охлаждения в нулевом внешнем поле (zero field cooled — ZFC) и охлаждения в поле (field

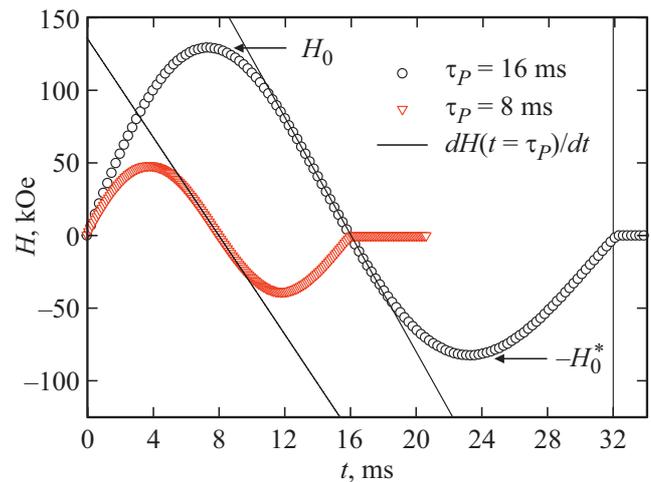


Рис. 1. Примеры типичных зависимостей поля соленоида от времени в импульсной методике при различных значениях H_0 и величинах τ_P . Наклоны прямых линий соответствуют скорости изменения поля dH/dt в окрестности $H = 0$.

cooled — FC). Полевые зависимости намагниченности $M(H)$ измерены в условиях ZFC. Скорость изменения поля $(dH/dt)_{VSM}$ при измерении квазистатических петель гистерезиса $M(H)$ составляла ≈ 50 Oe/s. Для получения зависимости H_C от максимального приложенного поля H_0 измерялось семейство частных петель гистерезиса с последовательно увеличивающейся величиной H_0 .

Для исследования зависимостей $M(H)$ в условиях динамического перемагничивания использовалась оригинальная установка Института физики им. Л.В. Киренского СО РАН, использующая стандартный метод разрядки батареи конденсаторов через соленоид [37]. Для формирования двух полувольт, в схему установки встречно-параллельно тиристорам были включены диоды. На рис. 1 представлены типичные зависимости поля в соленоиде от времени при различных значениях H_0 (определяемых напряжением зарядки конденсаторов) и длительности импульса (времени полувольты) — τ_P . Величина τ_P изменялась путем коммутации блоков батареи конденсаторов на различные емкости. Измерения проводились при значениях τ_P , равных 8 и 16 мс. Нулевое значение поля в момент $t = 2\tau_P$ обусловлено закрытием блоков тиристоров. Скорость изменения магнитного поля dH/dt в окрестности $H = 0$ определялась как наклон касательной к зависимости $H(t)$, как показано на рис. 1.

Для измерения намагниченности использовался индукционный датчик, представляющий собой систему коаксиальных скомпенсированных катушек, в которую помещался образец. Индуцируемый в катушках сигнал усиливался и записывался цифровым запоминающим осциллографом. При одной и той же температуре в каждом последующем измерении величина H_0 была больше предыдущей.

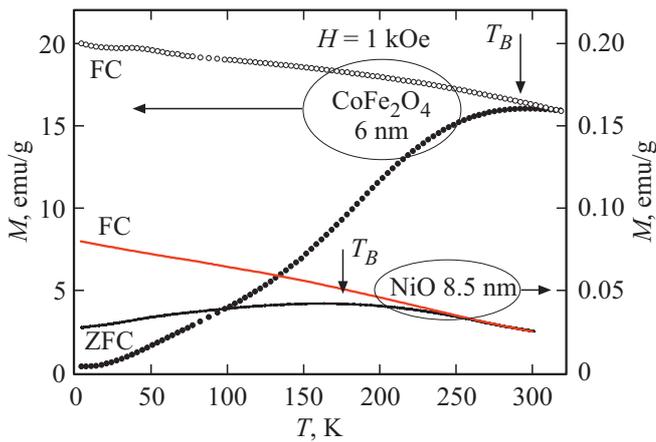


Рис. 2. Температурные зависимости намагниченности $M(T)$, измеренные в условиях ZFC и FC в поле $H = 1$ kOe для исследованных образцов.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Температурные зависимости намагниченности $M(T)$

На рис. 2 приведены температурные зависимости намагниченности $M(T)$ исследованных образцов в условиях ZFC и FC в поле $H = 1$ kOe. Из вида этих зависимостей можно заключить, что исследуемые образцы демонстрируют характерное поведение, присущее заблокированному состоянию (в низких температурах) и разблокированному (суперпарамагнитному — СПМ) состоянию при высоких температурах. На зависимостях $M(T)_{ZFC}$ наблюдаются отчетливые максимумы, в окрестности которых зависимости $M(T)_{ZFC}$ и $M(T)_{FC}$ расходятся; и по нашим данным, при увеличении внешнего поля максимумы на зависимостях $M(T)_{ZFC}$ смещаются в область низких температур. Значения температур T_B в

точке максимума (в первом приближении — температур СПМ-блокировки) зависимостей $M(T)_{ZFC}$ составляют ≈ 290 и ≈ 160 К для образцов CoFe_2O_4 и NiO соответственно. Эти значения находятся в хорошем согласии с данными для СПМ-блокировки, полученными другими авторами для наночастиц CoFe_2O_4 [38,39] и NiO [39,40] подобных размеров.

3.2. Магнитный гистерезис в квазистационарных условиях

На рис. 3 приведены зависимости $M(H)$ исследованных образцов при $T = 80$ К, полученные как семейство частных петель при последовательно увеличивающемся значении H_0 до 60–70 kOe. Видно, что для наночастиц CoFe_2O_4 (рис. 3, а) петля становится закрытой при $H_0 \approx 30$ kOe, и дальнейшее увеличение H_0 не приводит к изменению формы петли гистерезиса (вставка рис. 3, а). Для NiO (рис. 3, б) при $H_0 \approx 50$ –70 kOe зависимость $M(H)$ еще необратима в области высоких полей, хотя в окрестности начала координат петли, полученные при достаточно больших значениях H_0 , уже близки друг другу (вставка рис. 3, б). Отметим, что вид зависимости $M(H)$ для NiO является типичным для АФМ-наночастиц [10,11,16,41–44] и отражает наличие нескольких магнитных подсистем (в пределах одной частицы). Гистерезисное поведение обусловлено ФМ-подсистемой, а заметный линейный рост $M(H)$ определяется АФМ восприимчивостью „ядра“ частиц и другими вкладами [43,44].

3.3. Магнитный гистерезис в импульсных полях

На рис. 4, совместно с данными VSM, приведены типичные зависимости $M(H)$, полученные методикой импульсного магнетометра (при $T = 80$ К). Для наночастиц CoFe_2O_4 (рис. 4, а) отчетливо видно насыщение

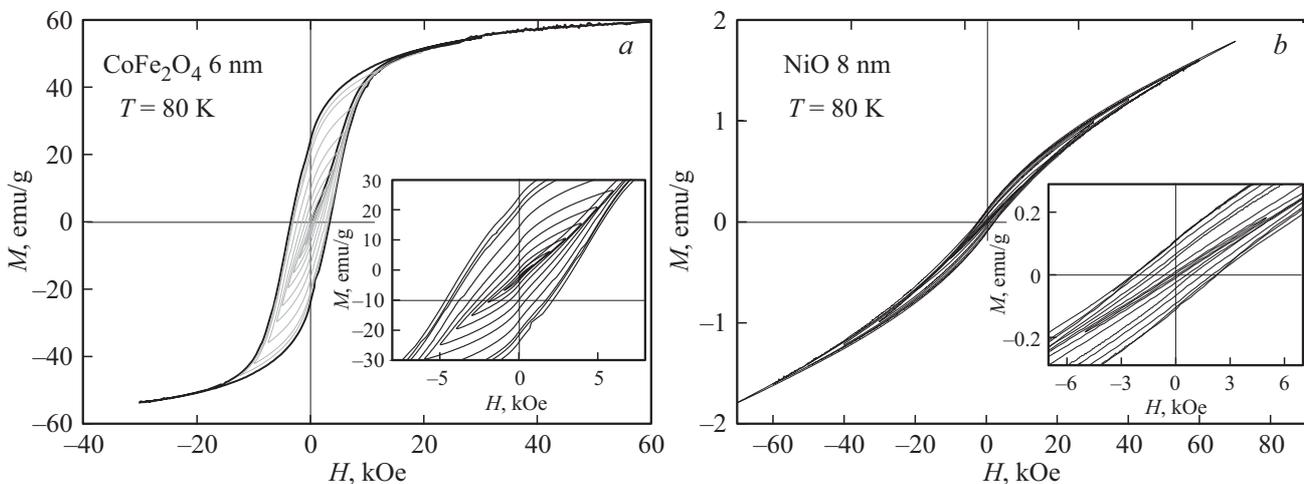


Рис. 3. Петли магнитного гистерезиса при $T = 80$ К (VSM — методика) образцов наночастиц CoFe_2O_4 6 nm (а) и NiO 8 nm (б), полученные при последовательном увеличении максимального приложенного поля. На вставках показаны участки частных петель в окрестности начала координат.

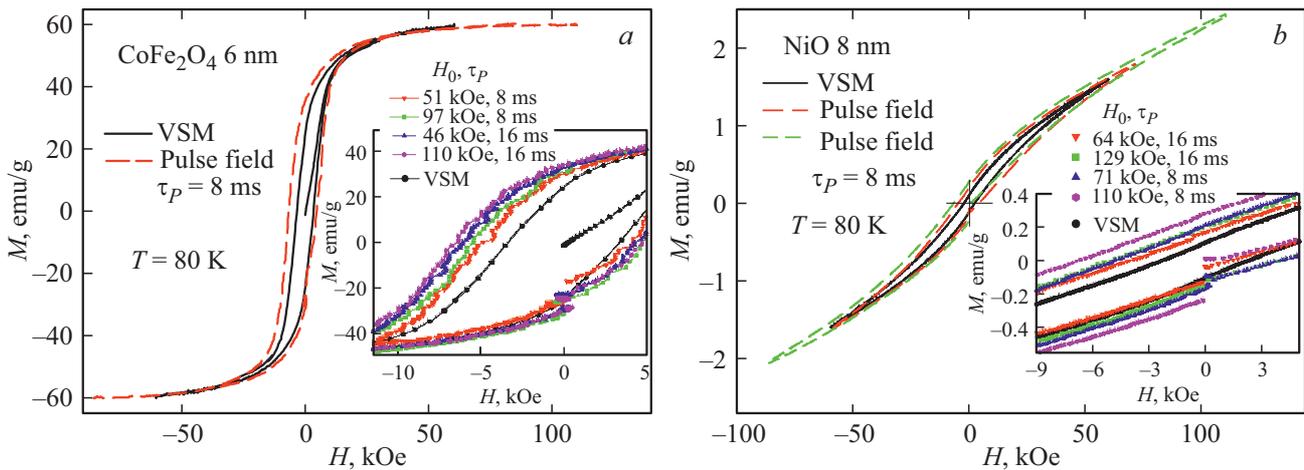


Рис. 4. Петли гистерезиса при $T = 80$ К, полученные методикой VSM и в импульсных полях при различных параметрах импульса (значения τ_p и H_0 , приведены на рисунках). На вставках — зависимости $M(H)$ в окрестности начала координат. (a) — данные для CoFe_2O_4 , (b) — для NiO .

зависимостей $M(H)$ в области полей порядка 60–80 кОе. Величина поля необратимого поведения намагниченности $H_{\text{ит}}$ весьма слабо зависит от методики измерений ($H_{\text{ит}} \approx 30$ кОе). Для NiO (рис. 4, b) необратимость зависимости $M(H)$ в области больших полей для импульсной методики становится заметнее, чем для данных VSM (рис. 3, b). При измерениях в импульсном поле (см. рис. 1) регистрируются части петли гистерезиса в диапазонах поля (i) $0 \div H_0$, (ii) $H_0 \div (-H_0^*)$, (iii) $(-H_0^*) \div 0$ (где $|H_0^*| < H_0$, см. рис. 1). Область (ii) является наиболее информативной частью для импульсной методики, и из рис. 4 видно, что в области (ii) петли гистерезиса заметно уширены. Также из данных рис. 4 и вставок к нему видно, что уменьшение τ_p и увеличение H_0 приводят к росту H_C для образцов обоих типов. Следовательно, общей закономерностью для ФМ- и АФМ-наночастиц при динамическом перемагничивании является увеличение H_C при увеличении H_0 и τ_p , в то время как для наночастиц NiO петли остаются открытыми вплоть до полей, превышающих 100 кОе.

3.4. Зависимость H_C от параметров импульса

В наших экспериментах в импульсном поле H_0 практически всегда значительно превышает H_C , и в окрестности $H \sim H_C$ скорость изменения поля $dH/dt \approx \text{const}$ (см. рис. 1). При аппроксимации зависимости $H(t)$ гармоническим законом $H(t) \approx H_0 \sin(t/2\tau_p)$ при $t \sim \tau_p$ получим

$$(dH/dt)_{(t=\tau_p)} = H_0/2\tau_p.$$

Следовательно, dH/dt определяется соотношением параметров (H_0 и τ_p), варьируемых при измерениях в импульсном поле.

Для выявления закономерностей и различий в поведении ДМГ АФМ- и ФМ-наночастиц заострим внимание на влиянии H_0 и dH/dt на H_C . Рис. 5 иллюстрирует

зависимости $H_C(H_0)$ (рис. 5, c) и $H_C(dH/dt)$ (рис. 5, b, d) для исследованных образцов CoFe_2O_4 — рис. 5, a, b и NiO — рис. 5, c, d. Отметим, что характер приведенных на рис. 5 зависимостей типичен для диапазона температур 80–250 К. Рост H_C при увеличении H_0 отчетливо виден на рис. 5, a, c. Для CoFe_2O_4 (рис. 5, a) при определенной температуре экспериментальные точки для различных величин τ_p разделяются на две достаточно далеко расположенные зависимости. С другой стороны, точки в координатах H_C , dH/dt для CoFe_2O_4 на рис. 5, b четко ложатся на одну функциональную зависимость (при $T = \text{const}$). И это является логичным, поскольку именно параметр dH/dt является основополагающим в процессах динамического перемагничивания [33,34].

Для NiO (рис. 5, c, d) наблюдается иная картина. В координатах H_C , H_0 данные для $\tau_p = 8$ и 16 ms соответствуют двум разным зависимостям (рис. 5, c), однако эти группы точек расположены гораздо ближе друг другу, чем для CoFe_2O_4 (рис. 5, a). А в координатах H_C , dH/dt (рис. 5, c) данные для NiO не ложатся на одну функциональную зависимость (как CoFe_2O_4 , рис. 5, b), а напротив, разбиваются на две, уже далеко друг от друга расположенные зависимости, соответствующие различным значениям τ_p . Следовательно, для АФМ-наночастиц NiO однозначной зависимости H_C от dH/dt уже нет. Аналогичное поведение наблюдалось при импульсном перемагничивании АФМ-наночастиц ферригидрита [45].

Рассмотрим возможные причины обнаруженного различия. Для наночастиц CoFe_2O_4 при $T = 80$ К зависимости $M(H)$ выходят на насыщение в полях более ~ 60 кОе, см. рис. 4, a, при этом, в полях выше $H_{\text{ит}}$ (≈ 30 кОе) зависимость $M(H)$ является полностью обратимой, петля гистерезиса закрытой, а в условиях импульсного перемагничивания величина $H_{\text{ит}}$ практически не изменяется. Это полностью соответствует стандартному описанию поведения однодоменных ФМ-частиц, для которых магнитный гистерезис определяется конкуренцией зеемановской энергии и энергии магнитной

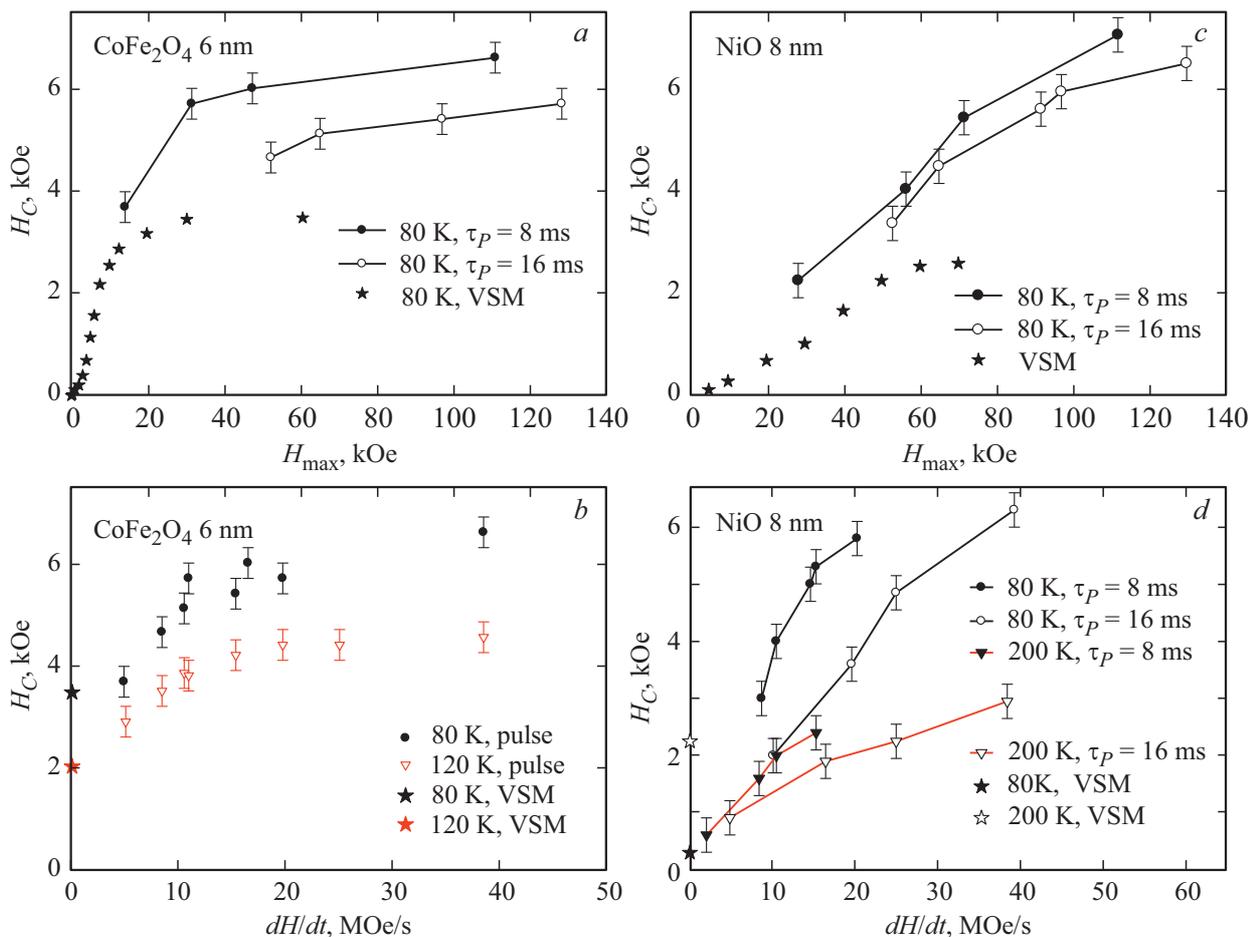


Рис. 5. Поведение коэрцитивной силы H_C при импульсном перемагничивании от параметров H_0 (a, c) и dH/dt (b, d) для образцов наночастиц CoFe_2O_4 6 nm (a, b) и NiO 8 nm (c, d) при указанных параметрах, а также данные VSM. На (a, c, d) данные сгруппированы по длительности импульса соединяющими линиями.

анизотропии. В принципе, для АФМ-наночастиц подход к описанию магнитного гистерезиса может быть таким же, с оговоркой, что „работает“ ФМ-подсистема АФМ-наночастицы.

Известно, что АФМ-наночастицы характеризуются большими величинами полей H_{irr} , и обычно наблюдается S-образная форма зависимости $H_C(H_0)$, которая стремится к выходу на насыщение при больших значениях H_0 [42,16,46]. Данные VSM на рис. 5, c подтверждают это — зависимость $H_C(H_0)$ практически, вышла на „плато“ (при $H_0 \approx 70$ kOe), подобно результатам VSM для CoFe_2O_4 (рис. 5, a). Однако петли гистерезиса для наночастиц NiO остаются открытыми вплоть до больших значений H_0 (рис. 3, b), а в импульсных полях разница между величинами намагниченности в возрастающем и убывающем поле становится еще больше (рис. 4, b).

Вышесказанное указывает на дополнительный вклад, влияющий на перемагничивание ФМ-подсистемы в АФМ-наночастицах. Этот вклад связан с взаимодействием магнитных подсистем в АФМ-наночастице. Известно много экспериментальных фактов, свидетельствующих о взаимодействии подсистемы поверхностных спинов с АФМ-„ядром“ наночастиц, которые сопровождаются

такими эффектами, как обменный сдвиг петли гистерезиса [14,15,42,46], спин-стекольное поведение поверхностных спинов [4–7,40,41]. Однако эти эффекты проявляются в основном в области низких температур, заметно меньших температуры СПМ-блокировки. Обсуждаемое в настоящей работе поведение ДМГ наночастиц NiO характерно не только для $T = 80$ K, но и при $T > T_B$ (см. рис. 5, d). Следовательно, взаимосвязь, ФМ-подсистемы уже с АФМ-„ядром“ может быть причиной наблюдаемого различия в поведении ДМГ для ФМ-и АФМ-наночастиц. В „динамике“, т. е., в условиях импульсного перемагничивания, взаимосвязь ФМ-подсистемы с АФМ-„ядром“ должна проявляться сильнее.

4. Заключение

Проведено сравнительное исследование динамического перемагничивания в импульсных полях напряженностью до 130 kOe наночастиц ферритмагнетика CoFe_2O_4 (6 nm) и антиферромагнетика NiO (8 nm). Применение методики импульсных полей вызвано большими величинами полей необратимого поведения намагниченности

указанных объектов. Оба типа наночастиц проявляют переход из заблокированного (наличие петли гистерезиса) в разблокированное состояние при температурах СПМ-блокировки ≈ 290 и ≈ 160 К для образцов CoFe_2O_4 и NiO соответственно. При импульсном перемагничивании коэрцитивная сила H_C больше, чем в квазистатических условиях, и для частиц обоих типов H_C возрастает при уменьшении длительности импульса τ_p и увеличении максимального поля H_0 . Такое поведение связано с релаксационными процессами, типичными для однодоменных ФМ-частиц, а в случае АФМ-частиц NiO следует говорить об ФМ-подсистеме, т.е., о нескомпенсированном магнитном моменте АФМ-наночастицы. Для ФМ-наночастиц скорость изменения поля $dH/dt = H_0/2\tau_p$ является параметром, однозначно определяющим величину H_C при импульсном перемагничивании. Однако для АФМ-наночастиц обнаружено более сложное поведение: однозначной зависимости H_C от dH/dt не наблюдается, и большую роль, чем для ФМ-наночастиц, играет величина H_0 . Это можно считать особенностью, присущей классу АФМ-наночастиц, которую необходимо принимать во внимание как при построении теории ДМГ АФМ-наночастиц, так и при их возможном практическом применении в процессах выделения тепла в ходе перемагничивания (например, при гипертермии). Механизм, приводящий к указанному отличию в поведении ДМГ АФМ- и ФМ-наночастиц, связан с взаимодействием магнитных подсистем в АФМ-наночастице, т.е., „магнитной связи“ ФМ-подсистемы (нескомпенсированного момента) и АФМ-„ядра“.

Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта № 18-42-240012: „Перемагничивание магнитных наночастиц в сильных импульсных магнитных полях — новый подход к исследованию динамических эффектов, связанных с процессами намагничивания магнитных наночастиц“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] K. Nadeem, H. Krenn, T. Traussnig, R. Würschum, D.V. Szabo, I. Letofsky-Papst. *J. Appl. Phys.* **111**, 113911 (2012).
- [2] S.S. Yakushkin, A.A. Dubrovskiy, D.A. Balaev, K.A. Shaikhutdinov, G.A. Bukhtiyarova, O.N. Martyanov. *J. Appl. Phys.* **111**, 4, 044312 (2012).
- [3] A.C. Камзин, А.А. Валиуллин, В.Г. Семенов, Н. Das, N. Wakiy. *ФТТ* **61**, 6, 1175 (2019).
- [4] M. Tadic, D. Nikolic, M. Panjan, G.R. Blake. *J. Alloys Comp.* **647**, 1061 (2015).
- [5] С.В. Столяр, Д.А. Балаев, В.П. Ладыгина, А.И. Панкрац, Р.Н. Ярославцев, Д.А. Великанов, Р.С. Исхаков. *Письма в ЖЭТФ* **111**, 3, 197 (2020).
- [6] R.H. Kodama, A.E. Berkowitz. *Phys. Rev. B* **59**, 6321 (1999).
- [7] A.P. Safronov, I.V. Beketov, S.V. Komogortsev, G.V. Kurlyandskaya, A.I. Medvedev, D.V. Leiman, A. Larranaga, S.M. Bhagat. *AIP Adv.* **3**, 052135 (2013).
- [8] L. Neel. *C.R. Acad. Sci. Paris* **252**, 4075 (1961).
- [9] Ю.Л. Райхер, В.И. Степанов. *ЖЭТФ* **134**, 514 (2008).
- [10] A.A. Lepeshev, I.V. Karpov, A.V. Ushakov, D.A. Balaev, A.A. Krasikov, A.A. Dubrovskiy, D.A. Velikanov, M.I. Petrov. *J. Supercond. Nov. Magn.* **30**, 931 (2017).
- [11] S.A. Makhlof, F.T. Parker, F.E. Spada, A.E. Berkowitz. *J. Appl. Phys.* **81**, 5561 (1997).
- [12] S.I. Popkov, A.A. Krasikov, A.A. Dubrovskiy, M.N. Volochaev, V.L. Kirillov, O.N. Martyanov, D.A. Balaev. *J. Appl. Phys.* **126**, 103904 (2019).
- [13] Д.А. Балаев, А.А. Дубровский, А.А. Красиков, С.И. Попков, А.Д. Балаев, К.А. Шайхутдинов, В.Л. Кириллов, О.Н. Мартыанов. *ФТТ* **59** 8, 1524 (2017).
- [14] S.A. Makhlof, H. Al-Attar, R.H. Kodama. *Solid State Commun.* **145**, 1 (2008).
- [15] M.S. Seehra, A. Punnoose. *Solid State Commun.* **128**, 299 (2003).
- [16] Д.А. Балаев, А.А. Красиков, С.В. Столяр, Р.С. Исхаков, В.П. Ладыгина, Р.Н. Ярославцев, О.А. Баюков, А.М. Вортынов, М.Н. Волочаев, А.А. Дубровский. *ФТТ* **58** 9, 1724 (2016).
- [17] I.S. Poperechny, Yu.L. Raikher, V.I. Stepanov. *Phys. Rev. B* **82**, 174423 (2010).
- [18] S. Poperechny, Yu.L. Raikher. *Physica B* **435**, 58 (2014).
- [19] Y.P. Kalmykov, S.V. Titov, W.T. Coffey, M. Zarifakis, W.J. Dowlin. *Phys. Rev. B* **99**, 184414 (2019).
- [20] E.L. Verde, G.T. Landi, J.A. Gomes, M.H. Sousa, A.F. Bakuzis. *J. Appl. Phys.* **111**, 123902 (2012).
- [21] Y. Lv, Y. Yang, J. Fang, H. Zhang, E. Peng, X. Liu, W. Xiao, J. Ding. *RSC Adv.* **5**, 76764 (2015).
- [22] E. Garaio, O. Sandre, J.-M. Collantes, J.A. Garcia, S. Mornet, F. Plazaola. *Nanotechnology* **26**, 1, 015704 (2015).
- [23] А.С. Камзин, И.М. Obaidat, А.А. Валлиولين В.Г. Семенов, I.A. Sl-Omari, C. Nayej. *Письма ЖТФ* **45**, 6 (2019).
- [24] N.A. Usov, Yu.B. Grebenschikov. *J. Appl. Phys.* **106**, 023917 (2009).
- [25] J. Carrey, B. Mehdaoui, M. Respaud. *J. Appl. Phys.* **109**, 083921 (2011).
- [26] А.М. Шутый, Д.И. Семенов. *ФТТ* **61**, 1783 (2019).
- [27] А.М. Шутый, Д.И. Семенов. *ЖЭТФ* **156**, 299 (2019).
- [28] B. Ouari, S. Aktaou, Y.P. Kalmykov. *Phys. Rev. B* **81**, 024412 (2010).
- [29] B. Ouari, Y.P. Kalmykov. *Phys. Rev. B* **83**, 064406 (2011).
- [30] А.С. Камзин, А.А. Валиуллин, Н. Khurshid, Z. Nemati, H. Srikanth, M.H. Phan. *ФТТ* **60**, 375(2018).
- [31] А.С. Камзин, D.S. Nikam, S.H. Pawar. *ФТТ* **59**, 149 (2017).
- [32] C. Caizer, I. Hrianca. *Eur. Phys. J. B* **31**, 391 (2003).
- [33] D.A. Balaev, I.S. Poperechny, A.A. Krasikov, K.A. Shaikhutdinov, A.A. Dubrovskiy, S.I. Popkov, A.D. Balaev, S.S. Yakushkin, G.A. Bukhtiyarova, O.N. Martyanov, Yu.L. Raikher. *J. Appl. Phys.* **117**, 063908 (2015).

- [34] С.И. Попков, А.А. Красиков, С.В. Семенов, А.А. Дубровский, С.С. Якушкин, В.Л. Кириллов, О.Н. Мартыанов, Д.А. Балаев. ФТТ **62**, 3, 395 (2020).
- [35] D.A. Balaev, A.A. Krasikov, A.A. Dubrovskii, A.D. Balaev, S.I. Popkov, V.L. Kirillov, O.N. Martyanov. J. Supercond. Nov. Magn. **32**, 405 (2019).
- [36] Д.А. Балаев, С.В. Семенов, А.А. Дубровский, А.А. Красиков, С.И. Попков, С.С. Якушкин, В.Л. Кириллов, О.Н. Мартыанов. ФТТ **62**, 2, 235 (2020).
- [37] А.А. Быков, С.И. Попков, А.М. Паршин, А.А. Красиков. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования 2015, **2**, 3 (2015).
- [38] G. Baldi, D. Bonacchi, C. Innocenti, G. Lorenzi, C. Sangregorio. J. Magn. Magn. Mater. **311**, 10 (2007).
- [39] A. McDannald, M. Staruch, M. Jai. J. Appl. Phys. **112**, 123916 (2012).
- [40] S. Baran, A. Hoser, B. Penc, A. Szytuła. Acta Pol. A **129**, 35 (2016).
- [41] N. Rinaldi-Montes, P. Gorria, D. Mart'inez-Blanco, A.B. Fuentes, L. Fernández Barquín, I. Puente-Orench, J.A. Blanco. Nanotechnology **26**, 305705 (2015).
- [42] N.J.O. Silva, V.S. Amaral, A. Urtizberea, R. Bustamante, A. Millán, F. Palacio, E. Kampert, U. Zeitler, S. de Brion, O. Iglesias, A. Labarta. Phys. Rev. B **84**, 104427 (2011).
- [43] N.J.O. Silva, A. Millan, F. Palacio, E. Kampert, U. Zeitler, V.S. Amaral. Phys. Rev. B **79**, 104405 (2009).
- [44] S.I. Popkov, A.A. Krasikov, D.A. Velikanov, V.L. Kirillov, O.N. Martyanov, D.A. Balaev. J. Magn. Magn. Mater. **483**, 21 (2019).
- [45] Д.А. Балаев, А.А. Красиков, Д.А. Великанов, С.И. Попков, Н.В. Дубынин, С.В. Столяр, В.П. Ладыгина, Р.Н. Ярославцев. ФТТ **60**, 1939 (2018).
- [46] D.A. Balaev, A.A. Krasikov, A.A. Dubrovskiy, S.I. Popkov, S.V. Stolyar, R.S. Iskhakov, V.P. Ladygina, R.N. Yaroslavtsev. J. Appl. Phys. **120**, 183903 (2016).

Редактор Т.Н. Василевская