

05

Импульсное перемагничивание антиферромагнитных наночастиц ферригидрита

© Д.А. Балаев^{1,2}, А.А. Красилов¹, Д.А. Великанов¹, С.И. Попков^{1,2}, Н.В. Дубынин³,
С.В. Столяр^{1,2,4}, В.П. Ладыгина⁴, Р.Н. Ярославцев^{1,2}

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

² Сибирский федеральный университет,
Красноярск, Россия

³ Национальный исследовательский московский государственный строительный университет,
Москва, Россия

⁴ Президиум Красноярского научного центра, ФИЦ КНЦ СО РАН,
Красноярск, Россия

E-mail: dabalaev@iph.krasn.ru

(Поступила в Редакцию 13 марта 2018 г.)

Методом импульсного магнитометра в максимальных полях H_{\max} до 130 кОе длительностью 4, 8 и 16 мс исследованы процессы динамического перемагничивания наночастиц ферригидрита. Ферригидрит проявляет антиферромагнитное упорядочение, а нескомпенсированный магнитный момент в наночастицах возникает благодаря дефектам, что приводит к поведению, типичному для магнитных наночастиц. Измерения динамических петель гистерезиса при указанных условиях показали, что применение импульсных полей существенно расширяет температурный диапазон существования магнитного гистерезиса, а варьирование максимального поля и длительности импульса позволяет „управлять“ такой характеристикой, как коэрцитивная сила. Такое поведение вызвано как релаксационными эффектами, присущими „обычным“ ферро- и ферримагнитным наночастицам, так и особенностями, присущими антиферромагнитным наночастицам.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности в рамках научного проекта № 17-42-240138 „Исследование магнитных наночастиц в сильных импульсных магнитных полях“.

DOI: 10.21883/FTT.2018.10.46520.062

1. Введение

Наночастицы материалов, проявляющих антиферромагнитное (AF) упорядочение, обладают интересными магнитными свойствами [1–3]. Это вызвано поверхностными эффектами и дефектами (нарушениями AF-порядка). Дефекты возникают на поверхности частиц, а также могут (в силу кристаллохимических свойств) присутствовать и в объеме частиц. Наличие дефектов приводит к тому, что в AF-наночастицах появляется нескомпенсированный магнитный момент, причем, его величина может достигать сотен магнетонов Бора при размерах несколько нанометров. Это открывает перспективы применения AF-наночастиц в различных областях, например, медицинских приложениях [4,5].

Помимо существования нескомпенсированного магнитного момента μ_p , в магнитном поведении AF-наночастиц есть еще ряд интересных эффектов. Подобно ферро- и ферримагнитным наночастицам AF-частицы также демонстрируют суперпарамагнитное (SP) поведение в области температур выше характерной температуры блокировки T_B . В области температур $T < T_B$ кривые намагничивания $M(H)$ демонстрируют гистерезис. С одной стороны, подобно ферро- и ферримагнитным

наночастицам, гистерезис $M(H)$ связан с конкуренцией зеемановской энергии $\mu_p H$ и энергии магнитной анизотропии $K_{\text{eff}} V$ (K_{eff} — эффективная константа магнитной анизотропии, включающая и поверхностную анизотропию, V — объем частицы). С другой стороны, магнитный момент AF-частицы может быть обменно связан с AF-„ядром“, и это может быть источником дополнительной анизотропии. Указанный механизм, возможно, проявляется в смещении петли магнитного гистерезиса AF-частиц после их охлаждения во внешнем поле от температуры, превышающей T_B [6–13]. Отметим также, что кривая намагничивания ансамбля AF-наночастиц в первом приближении (без учета обменной связи μ_p и AF-„ядра“) является суперпозицией вкладов от магнитных моментов частиц и характерного, линейного по полю, магнитного отклика от AF-упорядоченного „ядра“ [1,2,14–21].

При стандартных исследованиях магнитного гистерезиса в квазистатических магнитных полях скорость изменения внешнего поля dH/dt обычно не превышает $\sim 10^2$ Ое/с. Однако исследование процессов динамического перемагничивания (с существенно большими значениями dH/dt) может дать новую информацию, поскольку варьирование параметра dH/dt затрагивает

релаксационные процессы [22–24]. Соотношение между значениями T_B , V , K_{eff} и характерными временами измерения τ_m и релаксации частицы τ_0 , определяется выражением Нееля–Брауна (Néel–Brown)

$$T_B = K_{\text{eff}}V / \ln(\tau_m/\tau_0)k_B, \quad (1)$$

(k_B — константа Больцмана). Величина τ_0 , может находиться в пределах 10^{-9} – 10^{-12} s, значение τ_m для квазистатических измерений составляет $\sim 10^1$ – 10^2 s [1]. Увеличение параметра dH/dt при намагничивании аналогично уменьшению характерного времени τ_m , что в результате приводит к эффективному росту SP-температуры блокировки и в результате зависимость $M(H)$, обратимая в квазистационарных измерениях, может демонстрировать гистерезис в процессах динамического перемагничивания.

Если значение H_R — поля начала обратимого поведения зависимости $M(H)$ (иными словами, при $H \geq H_R$ петля гистерезиса закрытая) достаточно небольшое (например, порядка 10^3 Oe), то указанные процессы можно наблюдать на установках, генерирующих переменные магнитные поля различной частоты. Однако, если величина H_R будет составлять $\sim 10^4$ Oe и более, то процессы динамического перемагничивания возможно исследовать с помощью установок, генерирующих импульсное магнитное поле. АФ-наночастицы, как раз, и относятся к классу объектов с большими значениями H_R [25,17,13,26]. Поведение такого параметра, как коэрцитивная сила H_C , возможно исследовать только с помощью магнетометров, работающих в импульсных магнитных полях большой напряженности.

Ранее в импульсных магнитных полях были исследованы процессы динамического перемагничивания наночастиц ϵ - Fe_2O_3 [27] (для этих объектов значение H_R составляет ~ 50 кОе). Из петель динамического магнитного гистерезиса были получены зависимости коэрцитивной силы как функции скорости изменения внешнего поля dH/dt , что позволило на основании теоретической модели для ферромагнитных наночастиц [22,23] выявить роль поверхностной анизотропии для указанных объектов. По нашему мнению, логично распространить подобные исследования процессов динамического перемагничивания на АФ-наночастицы. Целью данной работы является установление закономерностей в поведении петль динамического магнитного гистерезиса (ДМГ) антиферромагнитно упорядоченного ферригидрита.

Ферригидрит является гидроксидом железа (номинальная формула $5\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$) и существует в наноразмерном виде. Благодаря дефектам на поверхности и в объеме, частицы размерами 3–5 нм обладают нескомпенсированным магнитным моментом значением ~ 150 – $300 \mu_B$ [6,14–16,26,28–31]. Ферригидрит также является составной частью биологического объекта ферритина, присутствующего в живых организмах. В „чистом виде“ ферригидрит может быть получен как химическим методом, так и путем извлечения из про-

дуктов жизнедеятельности бактерий („биогенный ферригидрит“), культивированных в определенных условиях. В данной работе исследования проведены на образцах ферригидрита обоих типов.

2. Эксперимент

2.1. Получение и характеристика образцов ферригидрита. Методика получения биогенного ферригидрита, образующегося в результате жизнедеятельности бактерий *Klebsiella oxytoca*, подробно описана в работах [31,32]. Химический ферригидрит был получен путем медленного добавления раствора щелочи NaOH (1 М) к раствору хлорида железа FeCl_3 (0.02 М) с постоянным перемешиванием при комнатной температуре до достижения нейтрального значения pH [33]. Полученные образцы проходили отжиг при 170°C в воздушной атмосфере в течение 24 h. Далее по тексту эти образцы обозначены как Bio-FH и Chem-FH.

Анализ мессбауэровских спектров, полученных на спектрометре MC-1104Em (источник $^{57}\text{Co}(\text{Cr})$), показал, что для полученных образцов наблюдается хорошее согласие с предыдущими данными [31–33], а проведенный отжиг не привел к появлению посторонних фаз оксида железа. По данным просвечивающей электронной микроскопии средний размер частиц $\langle d \rangle$ для образцов Bio-FH и Chem-FH составил ~ 4 нм и ~ 5 нм соответственно.

Статические магнитные измерения намагниченности (температурные зависимости $M(T)$) проведены на SQUID-магнитометре [34].

2.2. Измерение петль динамического магнитного гистерезиса. Петли ДМГ измерялись при помощи индукционного магнитометра в импульсных магнитных полях, получаемых стандартным методом разрядки батареи конденсаторов через соленоид. Возможность измерения петль гистерезиса обеспечена работой установки, генерирующей импульсные магнитные поля в периодическом режиме. При этом внешнее поле увеличивалось до значения H_{max} (до 130 кОе в данных экспериментах), затем до отрицательного значения, несколько меньшего $|H_{\text{max}}|$, и затем до нуля (обусловлено закрытием блоков тиристоров). Продолжительность импульсов изменялась коммутацией блоков батареи конденсаторов на различные емкости. Измерения проводились при длительности импульсов τ_p (τ_p — время „полупериода“, за которое внешнее поле изменяется от $H = 0$ до H_{max} и затем до $H = 0$), равных 4, 8 и 16 ns, что вместе с изменением максимальной напряженности поля в импульсе H_{max} позволяет производить измерения ДМГ в широком диапазоне скоростей изменения поля $dH/dt \sim 10$ – 80 МОе/с. Измерения проводились при температуре 77 К. Скорость изменения магнитного поля в момент перемагничивания образца определялась по значению dH/dt вблизи нуля из экспериментально полученных зависимостей $H(t)$.

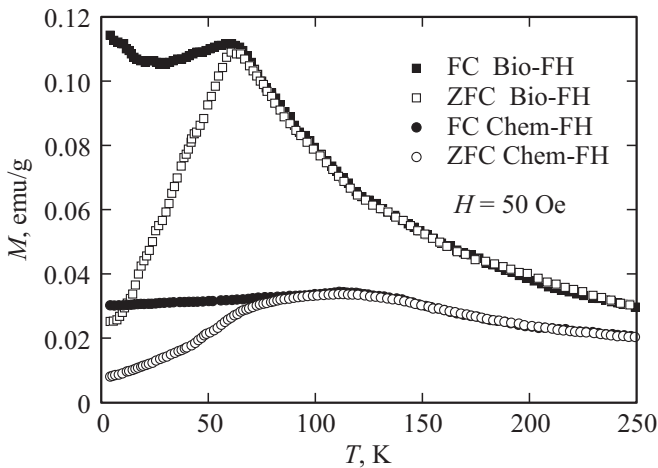


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности $M(T)$ исследованных образцов наноферригидрита в режимах ZFC и FC.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены температурные зависимости намагниченности $M(T)$ исследованных образцов, измеренные в условиях охлаждения в нулевом внешнем поле (ZFC) и внешнем поле (FC) $H = 50$ Oe. Из вида этих зависимостей можно заключить, что исследуемые образцы демонстрируют характерное SP-поведение: отчетливый максимум на зависимости $M(T)_{ZFC}$, расхождение зависимостей $M(T)_{ZFC}$ и $M(T)_{FC}$. Если определять SP-температуру блокировки T_B в точке максимума зависимости $M(T)_{ZFC}$, то значения T_B составляют 61 и 111 K для образцов Bio-FH и Chem-FH соответственно. При $T \leq T_B$ наблюдается расхождение зависимостей $M(T)_{ZFC}$ и $M(T)_{FC}$. Величины T_B заметно превышают таковые для исходных образцов (≈ 23 K и 44 K), не прошедших отжиг, и как показано ранее [31,35,36], рост значений T_B связан с увеличением размеров частиц при низкотемпературном отжиге.

При температуре $T = 77$ K магнитные моменты частиц образца Bio-FH находятся в SP-состоянии для условий квазистатических магнитных измерений. Зависимости $M(H)$ этого образца при таких измерениях полностью обратимы ($H_C = 0$). Значение T_B образца Chem-FH несколько превышает температуру 77 K. Однако, по нашим данным, в квазистатических магнитных измерениях (до 60 kOe) при этой температуре значение H_C не превышает 10^2 Oe.

На рис. 2 показаны петли ДМГ для исследованных образцов. Для использованного масштаба по оси абсцисс (± 155 kOe) данные $M(H)$ для всех значений максимально приложенного поля H_{max} и длительности импульса τ_p лежат внутри толщины линий. Вставки на рис. 2 иллюстрируют поведение петель ДМГ вблизи начала координат. Из этих данных видно, что зависимости $M(H)$ характеризуются наличием коэрцитивной силы H_C . Значение H_C для петель ДМГ будем определять как

модуль абсциссы точки пересечения зависимости $M(H)$ в ось H в области $H < 0$. Значение H_C зависит от длительности импульса и от величины H_{max} . Расширение диапазона существования гистерезиса для импульсного перемангничивания достаточно легко понять, рассмотрев экспериментальные условия с помощью выражения (1). Обычно, если речь идет о температурных измерениях магнитной восприимчивости для квазистатических измерений, значение τ_m берут $10^1 - 10^2$ s [1], а если считать, что τ_m — время измерения петли гистерезиса, то при типичном значении $dH/dt \sim 10^1 - 10^2$ Oe значение τ_m будет составлять $\sim 10^4$ s. Для случая переменных полей частоты ω очевидно, что $\tau_m = 2\pi/\omega$. Если применить такой подход для импульсных измерений, для которых $\omega = \pi/\tau_p$ (см. п.п. 2.2), то $\tau_m = 2\tau_p$. Тогда для наименьшей длительности импульса $\tau_p = 4$ ms получим (при $\tau_0 \sim 10^{-10} - 10^{-11}$ s), что значение T_B увеличится примерно в 1.5–1.7 раз по сравнению с квазистационарными

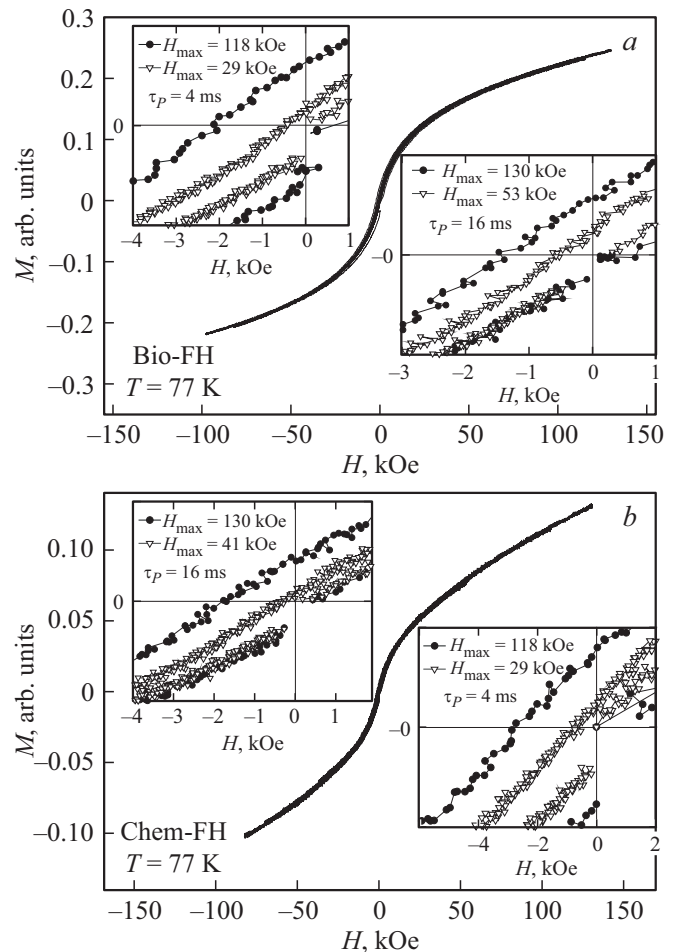


Рис. 2. Зависимости $M(H)$ при импульсном перемангничивании биогенного (a) и химического (b) наноферригидрита при $T = 77$ K. На вставках показан ход зависимостей $M(H)$ в окрестности начала координат при различных максимальных полях H_{max} и длительностях импульса τ_p . Отметим, что при импульсном перемангничивании внешнее поле H изменяется по циклу: $0 \rightarrow H_{max} \rightarrow -H_{max} \rightarrow 0$.

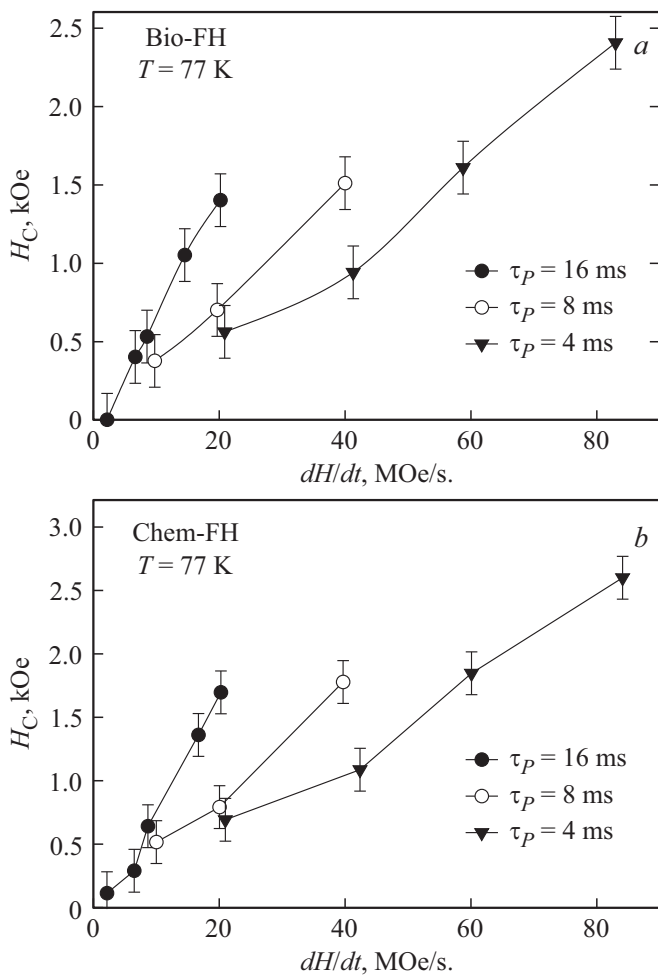


Рис. 3. Зависимости коэрцитивной силы H_C при импульсном перемагничивании как функции скорости изменения поля dH/dt для образцов биогенного (а) и химического (б) наноферригидрита при $T = 77$ К. Данные сгруппированы (символами и соединительными линиями) по длительностям импульса τ_P .

условиями. Это и приводит к тому, что „эффективная“ температура блокировки увеличивается, и температура измерения 77 К входит в диапазон, в котором магнитные моменты частиц заблокированы. В принципе, наблюдаемый рост коэрцитивной силы при увеличении частоты переменного поля ($\omega = \pi/\tau_P$) не противоречит теоретическим результатам, полученным для АФ-наночастиц в работе [24]. Однако на данном этапе исследований сравнение с теорией затруднительно.

На рис. 3 приведены зависимости H_C от скорости изменения поля dH/dt для исследованных образцов. Данные на рис. 3 сгруппированы (символами и соединяющими линиями) по длительностям импульса τ_P . Видно, что, несмотря на общую тенденцию роста H_C при увеличении значения dH/dt , выраженной зависимости $H_C(dH/dt)$ не наблюдается. И такое поведение отличается от ранее полученных данных для наночастиц $\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$ [27], которые применительно к процессам на-

магничивания можно рассматривать как однодоменные ферро- или ферримагнитные наночастицы [37,38]. Исследуемые образцы ферригидрита проявляют АФ-упорядочение, и, видимо, для такого сорта частиц присутствует дополнительный фактор, определяющий коэрцитивную силу в измерениях ДМГ. По нашему мнению, этим фактором может быть величина максимально приложенного поля. Действительно, согласно результатам исследований наноферригидрита в квазистационарных магнитных полях, эти объекты характеризуются высокими значениями полей необратимого поведения намагниченности H_R [9,13], которые могут достигать сотен килоэрстед при низких температурах. И в результате значение H_C зависит от величины H_{max} .

С учетом вышесказанного, полученные в работе данные по коэрцитивной силе построены как функция от максимального приложенного поля H_{max} — см. рис. 4. Также как и на предыдущем рисунке, данные сгруппированы (символами и соединяющими линиями) по

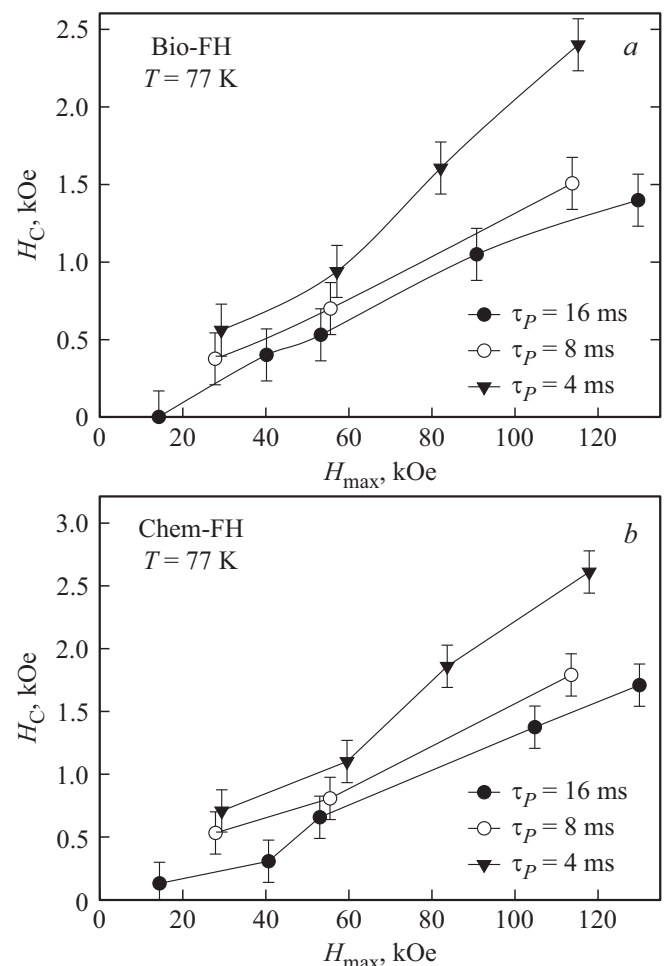


Рис. 4. Зависимости коэрцитивной силы H_C при импульсном перемагничивании как функции от максимально приложенного поля H_{max} для образцов биогенного (а) и химического (б) наноферригидрита при $T = 77$ К. Данные сгруппированы (символами и соединительными линиями) по длительностям импульса τ_P .

длительностям импульса τ_p . Видно, что зависимости $H_C(H_{\max})$ при $\tau_p = \text{const}$ — возрастающие функции, причем отчетливо заметно и влияние длительности импульса на величину H_C . Как было обнаружено в работах [9,12,13], при квазистатических измерениях зависимости $H_C(H_{\max})$ для наноферригидрита имеют S-образный вид. В принципе, несмотря на разброс данных рис. 4, можно заключить, что зависимости $H_C(H_{\max})$ в области полей $H_{\max} > 80$ кОе характеризуются отрицательной кривизной, то есть, проявляют тенденцию к насыщению, что качественно согласуется с результатами [9,12,13]. Следовательно, такой параметр, как максимальное приложенное поле, является фактором, во многом определяющим поведение ДМГ наноферригидрита.

С другой стороны, если для данных рис. 4 „зафиксировать“ значение H_{\max} и рассмотреть зависимости $H_C(\tau_p)$ („срез“ при условии $H_{\max} \approx \text{const}$), то очевидно, что коэрцитивная сила возрастает с уменьшением длительности импульса: $H_C(\tau_p = 4 \text{ ms}) > H_C(\tau_p = 8 \text{ ms}) > H_C(\tau_p = 16 \text{ ms})$ при $H_{\max} \approx \text{const}$. Такое поведение и можно считать проявлением эффекта динамического перемагничивания на величину коэрцитивной силы исследуемых образцов.

Можно приближенно указать, что в условиях динамического перемагничивания рост значения H_{\max} приводит к увеличению H_C , примерно такому же по величине, как и уменьшение длительности импульса от 16 ms до 4 ms. Например, из данных рис. 4, увеличение значения H_{\max} до ~ 100 кОе приводит к росту H_C до 1.3–1.5 кОе при $\tau_p = 16 \text{ ms}$ (при учете, что для квазистатических магнитных измерений H_C не превышает 10^2 Ое). А при $H_{\max} \sim 120$ кОе уменьшение τ_p от 16 ms до 4 ms приводит к дополнительному увеличению H_C до 2.4–2.5 кОе.

4. Заключение

В данной работе экспериментально исследованы процессы динамического перемагничивания антиферромагнитных наночастиц ферригидрита двух типов (бактериального и химического). Эти исследования включали в себя импульсное перемагничивание в полях до 130 кОе и длительностью импульса от 4 до 16 ms. Для образцов обоих типов обнаружены следующие закономерности. В области температур, в которой в квазистационарных магнитных полях эффекты, связанные необратимым поведением кривой намагничивания, незначительны, при импульсном перемагничивании наблюдаются гистерезисные эффекты. Коэрцитивная сила зависит от обоих параметров, определяющих скорость изменения внешнего поля: длительности импульса и максимального приложенного поля. Первый фактор однозначно связан с релаксационными процессами, характерными и для ферромагнитных наночастиц: уменьшение длительности импульса эквивалентно увеличению частоты или скорости изменения поля, в результате чего коэрцитивная сила растет. Однако наблюдаемый рост коэрцитивной

силы при увеличении максимального приложенного поля, вплоть до $\sim 10^5$ Ое, можно считать особенностью поведения не только наночастиц ферригидрита, но и наночастиц, обладающих антиферромагнитным упорядочением и нескомпенсированным магнитным моментом. По нашим данным, подобный вывод можно сделать и для наночастиц антиферромагнитного оксида никеля. Указанную особенность необходимо принимать во внимание при построении теории динамического магнитного гистерезиса антиферромагнитных наночастиц. Отметим также, что существенное расширение диапазона температур существования магнитного гистерезиса в условиях импульсных полей может быть основой для более широкого применения материалов на основе антиферромагнитных наночастиц.

Авторы благодарят Ю.В. Князева и О.А. Баюкова за мессбауэровские исследования, М.Н. Волочаева за просвечивающую электронную микроскопию образцов. Исследования проводились на просвечивающем электронном микроскопе Hitachi HT7700 Центра коллективного пользования Красноярского научного центра СО РАН.

Список литературы

- [1] S. Mørup, D.E. Madsen, C. Fradsen, C.R.H. Bahl, M.F. Hansen. *J. Phys.: Condens. Matter* **19**, 213202 (2007).
- [2] Ю.Л. Райхер, В.И. Степанов, *ЖЭТФ* **134**, 514 (2008).
- [3] Yu.L. Raikher V.I. Stepanov. *J. Phys.: Condens. Matter* **20**, 204120 (2008).
- [4] Q.A. Pankhurst, N.T.K. Thanh, S.K. Jones, J. Dobson. *J. Phys. D* **42**, 224001 (2009).
- [5] K. Dobretsov, S. Stolyar, A. Lopatin. *Acta Otorhinolaryngol. Ital.* **35**, 2, 97 (2015)
- [6] S.A. Makhlof, F.T. Parker, F.E. Spada, A.E. Berkowitz, *J. Appl. Phys.* **81**, 8, 5561 (1997).
- [7] S.A. Makhlof, H. Al-Attar, R.H. Kodama. *Solid State Commun.* **145**, 1 (2008).
- [8] C. Diaz-Guerra, M. Vila, J. Piqueras. *Appl. Phys. Lett.* **96**, 193105 (2010).
- [9] 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).
- [10] J.F.K. Cooper, A. Ionescu, R.M. Langford, K.R.A. Ziebeck, C.H.W. Barnes, R. Gruar, C. Tighe, J. A. Darr, N.T.K. Thanh, B. Ouladdiaf. *J. Appl. Phys.* **114**, 083906 (2013).
- [11] A.E. Bianchi, S.J. Stewart, R.D. Zysler, G. Punte. *J. Appl. Phys.* **112**, 083904 (2012).
- [12] Д.А. Балаев, А.А. Красиков, А.А. Дубровский, С.В. Семенов, С.И. Попков, С.В. Столяр, Р.С. Исхаков, В.П. Ладыгина, Р.Н. Ярославцев. *ФТТ* **58**, 2, 280 (2016).
- [13] 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).
- [14] N.J.O. Silva, V.S. Amaral, L.D. Carlos. *Phys. Rev. B* **71**, 184408 (2005).
- [15] S.A. Makhlof, F.T. Parker, A.E. Berkowitz. *Phys. Rev. B* **55**, R14717 (1997).

- [16] C. Gilles, P. Bonville, H. Rakoto, J.M. Broto, K.K.W. Wong, S. Mann. *J. Magn. Magn. Mater.* **241**, 430 (2002).
- [17] N.J.O. Silva, A. Millan, F. Palacio, E. Kampert, U. Zeitler, V.S. Amaral. *Phys. Rev. B* **79**, 104405 (2009).
- [18] Ю.Л. Райхер, В.И. Степанов, С.В. Столяр, В.П. Ладыгина, Д.А. Балаев, Л.А. Ищенко, М. Балашов. *ФТТ* **52**, 277 (2010).
- [19] Ch. Rani, S.D. Tiwari. *Physica B* **513**, 58 (2017).
- [20] Д.А. Балаев, С.И. Попков, А.А. Красиков, А.Д. Балаев, А.А. Дубровский, С.В. Столяр, Р.Н. Ярославцев, В.П. Ладыгина, Р.С. Исаков. *ФТТ* **59**, 10, 1920 (2017).
- [21] 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).
- [22] I.S. Poperechny, Yu.L. Raikher, V.I. Stepanov. *Phys. Rev. B* **82**, 174423 (2010).
- [23] I.S. Poperechny Yu.L. Raikher. *Physica B* **435**, 58 (2014).
- [24] Yu.P. Kalmykov, B. Ouari, S.V. Titov. *J. Appl. Phys.* **120**, 053901 (2016).
- [25] R.H. Kodama, A.E. Berkowitz. *Phys. Rev. B* **59**, 6321 (1999).
- [26] Д.А. Балаев, А.А. Красиков, А.А. Дубровский, С.В. Семёнов, О.А. Баюков, С.В. Столяр, Р.С. Исаков, В.П.Ладыгина, Л.А. Ищенко. *ЖЭТФ* **146**, 546 (2014).
- [27] 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).
- [28] J.G.E. Harris, J.E. Grimaldi, D.D. Awschalom, A. Chiolero, D. Loss. *Phys. Rev. B* **60**, 3453 (1999).
- [29] Chandni Rani, S.D. Tiwari. *J. Magn. Magn. Mater.* **385**, 272 (2015).
- [30] M.S. Seehra, V.S. Babu, A. Manivannan, J.W. Lynn. *Phys. Rev. B* **61**, 3513 (2000).
- [31] D.A. Balaev, A.A. Krasikov, A.A. Dubrovskiy, S.I. Popkov, S.V. Stolyar, O.A. Bayukov, R.S. Iskhakov, V.P. Ladygina, R.N. Yaroslavtsev. *J. Magn. Magn. Mater.* **410**, 71 (2016).
- [32] С.В. Столяр, О.А. Баюков, Ю.Л. Гуревич, В.П. Ладыгина, Р.С. Исаков, П.П. Пустошилов. *Неорган. материалы* **43**, 6, 725 (2007).
- [33] С.В. Столяр, Р.Н. Ярославцев, Р.С. Исаков, О.А. Баюков, Д.А. Балаев, А.А. Дубровский, А.А. Красиков, В.П. Ладыгина, А.М. Воротынов, М.Н. Волочаев. *ФТТ* **59**, 3, 538 (2017).
- [34] Д.А. Великанов. *Вестн. СибГАУ* **2**, 48, 176 (2013).
- [35] Д.А. Балаев, А.А. Красиков, С.В. Столяр, Р.С. Исаков, В.П. Ладыгина, Р.Н. Ярославцев, О.А. Баюков, А.М. Воротынов, М.Н. Волочаев, А.А. Дубровский. *ФТТ* **58**, 9, 1724 (2016).
- [36] S.V. Stolyar, D.A. Balaev, A.A. Krasikov, A.A. Dubrovskiy, R.N. Yaroslavtsev, O.A. Bayukov, M.N. Volochaev, R.S. Iskhakov. *J. Supercond. Nov. Magn.* (2017).
<https://doi.org/10.1007/s10948-017-4263-6>
- [37] M. Gich, A. Roig, C. Frontera, E. Molins, J. Sort, M. Popovici, G. Chouteau, D. Martin Y. Marero, J. Nogués. *J. Appl. Phys.* **98**, 4, 044307 (2005).
- [38] A.A. Dubrovskiy, D.A. Balaev, K.A. Shaykhutdinov, O.A. Bayukov, O.N. Pletnev, S.S. Yakushkin, G.M. Bukhtiyarova, O.N. Martyanov. *J. Appl. Phys.* **118**, 213901 (2015).

Редактор К.В. Емцев