

**Особенности магнитной вязкости и процессов перемагничивания
гетерогенного сплава $Gd_{0,85}Zr_{0,15}(Co_{0,7}Cu_{0,09}Fe_{0,21})_{6,0}$**

А.Ю. Карпенков, П.А. Ракунов, М.Б. Ляхова, Е.М. Семенова, Ю.Г. Пастушенков
ФГБОУ ВО «Тверской государственный университет»
170002, Россия, Тверская обл., Тверь, Садовый пер., 35
karpenkov_alex@mail.ru

DOI: 10.26456/pcascnn/2025.17.077

Аннотация: В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований магнитных свойств и релаксационных процессов сплава $Gd_{0,85}Zr_{0,15}(Co_{0,7}Cu_{0,09}Fe_{0,21})_{6,0}$. Исследуемый образец был подвергнут термическим обработкам по специальному режиму, что позволило добиться формирования наноструктуры, влияющей на гистерезисные свойства материала и позволяющей достичь высококоэрцитивного состояния. По данным магнитных измерений при разных температурах, выполненных на вибрационном магнитометре, определены критические рабочие температуры исследуемого материала. Обнаружено, что термоциклирование образца в диапазоне от 22°C до 400°C не приводит к изменениям его магнитных свойств при комнатной температуре. Проведенные исследования эффектов магнитной вязкости позволяют сделать вывод о том, что релаксационные процессы в сплавах $Gd-Zr-Co-Cu-Fe$ обусловлена в первую очередь термоактивируемым преодолением доменными границами энергетических барьеров, создаваемых благодаря их сложной наноструктуре. Метастабильные состояния доменной структуры вблизи барьеров и их медленное «высвобождение» под действием тепловых флуктуаций приводят к наблюдаемому медленному изменению намагниченности во времени после изменения внешнего магнитного поля и/или температуры.

Ключевые слова: редкоземельные интерметаллиды, магнитотвердые материалы, гистерезис, коэрцитивная сила, намагниченность, процессы перемагничивания, магнитная вязкость.

Карпенков Алексей Юрьевич – к.ф.-м.н., доцент, заведующей кафедрой физики конденсированного состояния, ФГБОУ ВО «Тверской государственный университет»

Ракунов Павел Андреевич – аспирант 4 года обучения, ассистент кафедры физики конденсированного состояния, ФГБОУ ВО «Тверской государственный университет»

Ляхова Марина Борисовна – к.ф.-м.н., доцент, старший научный сотрудник управления научных исследований ФГБОУ ВО «Тверской государственный университет»

Семенова Елена Михайловна – к.ф.-м.н., доцент кафедры физики конденсированного состояния, ФГБОУ ВО «Тверской государственный университет»

Пастушенков Юрий Григорьевич – д.ф.-м.н., профессор кафедры физики конденсированного состояния, ФГБОУ ВО «Тверской государственный университет»

Original paper

Magnetic viscosity and magnetic reversal processes of the heterogeneous

$Gd_{0,85}Zr_{0,15}(Co_{0,7}Cu_{0,09}Fe_{0,21})_{6,0}$ alloy

A.Yu. Karpenkov, P.A. Rakunov, M.B. Lyakhova, E.M. Semenova, Yu.G. Pastushenkov
Tver State University, Tver, Russia

DOI: 10.26456/pcascnn/2025.17.077

Abstract: The results of experimental studies of the magnetic properties and relaxation processes of the alloy $Gd_{0,85}Zr_{0,15}(Co_{0,7}Cu_{0,09}Fe_{0,21})_{6,0}$ are presented in this paper. The studied sample were subjected to a special heat treatment which allowed the formation of a certain nanostructure that affects the hysteresis properties of the material and allows to achieve a highly coercive state. The critical operating temperatures of the alloy were determined according to magnetic measurements at different temperatures performed on a vibrating magnetometer. It was found that thermal cycling of the sample in the range from 22°C to 400°C does not lead to changes in its magnetic properties at room temperatures. The investigations of magnetic viscosity effects allow us to conclude that the relaxation processes in the $Gd-Zr-Co-Cu-Fe$ alloys are primarily due to the thermally activated overcoming of energy barriers by the domain walls, created by their complex and unique

© А.Ю. Карпенков, П.А. Ракунов, М.Б. Ляхова, Е.М. Семенова, Ю.Г. Пастушенков, 2025

nanostructure. Metastable states of the domain structure near the barriers and their slow «release» under the influence of the thermal fluctuations result in the observed slow change in magnetization over time after a change in the external magnetic field and/or temperature.

Keywords: rare earth intermetallic compounds, hard magnetic materials, hysteresis, coercive force, magnetization, magnetization reversal processes, magnetic viscosity.

Alexey Yu. Karpenkov – Ph. D., Docent, Head of Condensed Matter Physics Department, Tver State University, ORCID: 0000-0001-8174-0964

Pavel A. Rakunov – 4th year postgraduate student, Assistant, Condensed Matter Physic Department, Tver State University, ORCID: 0000-0001-8746-135X

Marina B. Lyakhova – Ph. D., Docent, Senior Researcher, Scientific Research Department, Tver State University, ORCID: 0000-0002-4099-7664

Elena M. Semenova – Ph. D., Docent, Condensed Matter Physics Department, Tver State University, ORCID: 0000-0003-2755-6933

Yuri G. Pastushenkov – D. Sc., Professor, Condensed Matter Physics Department, Tver State University, ORCID: 0000-0001-6106-1761

Поступила в редакцию/received: 14.07.2025; после рецензирования/revised: 12.09.2025; принята/accepted 17.09.2025.

1. Введение

Исследование магнитной вязкости (МВ) (магнитного последействия) имеет фундаментальную значимость для раскрытия механизмов кинетики процессов намагничивания в магнитоупорядоченных материалах. Под магнитной вязкостью понимаются явления, связанные с влиянием времени на величину намагниченности в магнитных телах, за следующими исключениями: влияние индуктивности образца, вихревые токи, необратимые релаксационные процессы химической или топологической микроструктуры и явления релаксации с характерными временными масштабами менее 10^{-5} с [1, 2]. Касательно постоянных магнитов (ПМ), одним из проявлений МВ является то, что при намагничивании или перемагничивании образцов, которые находятся в состоянии термодинамической метастабильности, равновесное значение намагниченности при неизменном внешнем поле достигается не сразу, а в течение некоторого промежутка времени. Феномен временной задержки установления равновесной намагниченности после изменения внешнего поля представляет собой прямое экспериментальное свидетельство сложной энергетической структуры материала, а именно – существования множества метастабильных состояний, разделённых энергетическими барьерами [1-4]. Анализ временной зависимости намагниченности даёт возможность изучить динамику процессов перемагничивания, установить распределение энергетических барьеров и определить характерные времена релаксации системы, что составляет одну из ключевых задач физики магнитных явлений. Построение адекватной модели поведения магнитных материалов в переменных полях является невозможным без детального понимания указанных релаксационных процессов.

Материалы для постоянных магнитов с высокими значениями

остаточной намагниченности M_r и коэрцитивной силы H_C , обладающие повышенными температурными коэффициентами остаточной намагниченности ($\alpha = dM_r / dT$) и коэрцитивной силы ($\beta = dH_C / dT$), требуются для усовершенствованных энергетических систем и других применений (электромобилей, гибридных магнитных подшипников для турбинных двигателей) [5-8]. Дисперсионно-твердеющие магнитные материалы на основе сплавов $Sm-Zr-Co-Cu-Fe$ привлекают значительное внимание из-за их высоких значений температуры Кюри ($T_C > 1000$ К) и магнитокристаллической анизотропии. Повышение температурной стабильности сплавов на основе $Sm-Co$, легированных медью, железом и цирконием, может быть достигнуто при замене Sm тяжелыми редкоземельными элементами (например, Gd) [9-11]. Многоступенчатый процесс термообработки, используемый при производстве указанных материалов, необходим для формирования «ячеистой» наноструктуры, которая отвечает за высокую коэрцитивную силу и механизм коэрцитивности, преимущественно связанный с процессом задержки смещения доменных границ (ДГ) на структурных неоднородностях [12-15]. Эффект магнитного последствия играет значительную роль в процессах намагничивания и перемагничивания указанных сплавов, и изучение этого явления представляет интерес для выяснения тонких особенностей их гистерезисных процессов и возможностей практического использования.

В данной работе выполнены комплексные исследования процессов перемагничивания, температурной стабильности и магнитной вязкости высококоэрцитивного сплава $Gd_{0,85}Zr_{0,15}(Co_{0,7}Cu_{0,09}Fe_{0,21})_{6,0}$.

2. Объекты и методы исследования

Ранее [16] нами были проведены комплексные исследования системы сплавов $Gd_{0,85}Zr_{0,15}(Co_{0,7}Cu_{0,09}Fe_{0,21})_z$, в ходе которых было установлено, что сплав с $z = 6,0$ обладает высокими значениями коэрцитивной силы, наибольшим значением поля анизотропии и прямоугольностью петли гистерезиса. В связи с этим объектом исследования в данной работе стал многокомпонентный сплав $Gd_{0,85}Zr_{0,15}(Co_{0,7}Cu_{0,09}Fe_{0,21})_{6,0}$. Для выплавки сплава использовались металлы с высокой степени чистоты $Gd-99,76\%$, $Co-99,99\%$, $Cu-99,99\%$, $Fe-99,9\%$, $Zr-99,98\%$. Для получения слитка применялся метод высокочастотной индукционной плавки. Плавка проводилась в тигле из алунда в атмосфере чистого аргона при давлении 0,7 атм. Сначала в тигле расплавлялись Co , Fe и Zr , затем в расплав одновременно добавлялись Gd и Cu , после чего металл в течение 1-2 минут выдерживался в жидком состоянии, чтобы прошло полное

перемешивание расплава, и, наконец, слиток охлаждался. Термическая обработка (ТО) сплава проводилась в трубчатой трехзонной печи TZF 15/610. Перед отжигами кусочки слитка массой 10-20 г заворачивались в железо-никелевую фольгу и помещались в кварцевую ампулу, из которой откачивался воздух до высокого вакуума с последующим заполнением аргоном до давления 0,7 атм.

Формирование высококоэрцитивного состояния образцов достигалось путем применения комплекса ТО, которые включали нескольких этапов. Первый этап ТО: высокотемпературная обработка – отжиг при температурах 1180-1185°C в течение 3 часов с закалкой до комнатной температуры для формирования пересыщенных твердых растворов в структурных составляющих образцов. Второй этап ТО: низкотемпературная обработка – изотермический отжиг при 800°C длительностью 24 часа с медленным охлаждением со скоростью порядка 2°C/мин до температуры 400°C. В процессе этого отжига в сплавах происходит распад твердых растворов и формируется сложная структура фаз, которая и обеспечивает высококоэрцитивное состояние образцов. Последним этапом ТО был 12-часовой отжиг при температуре 400°C, с последующим охлаждением до комнатной температуры.

Образцы для исследований выкалывались из крупнозернистых слитков. Каждый из образцов представлял собой одно зерно сплава диаметром 2-3 мм и их поведение в магнитном поле было аналогично монокристаллическим образцам с одноосной магнитной анизотропией. Несмотря на то, что сплавы данного типа имеют сложную гетерогенную структуру, все образующие её фазы, обладают гексагональными кристаллическими решетками, которые когерентно связаны.

Исследования микроструктуры и магнитной доменной структуры (ДС) проводились на полированных поверхностях образцов с помощью металлографического микроскопа Neophot-30, в качестве метода наблюдения ДС применялся полярный эффект Керра. Фазовый и химический состав сплава исследовались на растровом электронном микроскопе (РЭМ) JEOL JSM-6610LV, оснащенного опцией рентгеновского энергодисперсионного анализа (ЭДА). Исследования гетерогенной «ячеистой» наноструктуры образцов проводилось контактным методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) на микроскопе NT-MDT Solver Next с использованием кантилевера марки CSG-01 с радиусом закругления иглы 35 нм. Для выявления микро- и наноструктуры полированная поверхность шлифов подвергалась электрохимическому травлению в насыщенном растворе хромового ангидрида в ортофосфорной кислоте при плотности тока 1-2 А·см⁻² в течение нескольких секунд.

Исследования процессов перемагничивания и магнитной вязкости

были выполнены на образцах сплава сферической формы (фактор формы $N \approx 1/3$) индукционным методом на вибрационном магнитометре. Перед проведением измерений удельной намагниченности все образцы намагничивались в импульсных полях $\mu_0 H = 6,0$ Тл.

3. Результаты и их обсуждение

Микро-, нано- и магнитная доменная структура. Температурная зависимость коэрцитивной силы сплавов $Gd_{0,85}Zr_{0,15}(Co_{0,7}Cu_{0,09}Fe_{0,21})_z$ в первую очередь обусловлена их микроструктурой и элементным составом фаз [16-17]. Эти сплавы обладают «ячеистой» наноструктурой, формируемой после сложной термообработки. По отношению к общему составу сплава «ячеистая» фаза типа 2:17 обеднена Gd , Zr и Cu и обогащена Fe . В свою очередь, фаза типа 1:5, ограничивающая «ячейки», обогащена Gd и Cu , но обеднена Fe и Zr . «Пластинчатая» фаза является основным акцептором циркония. «Ячеистая» и «пластинчатая» фазы образуются в процессе первых двух этапов ТО, но именно при медленном охлаждении от 800°C до 400°C происходит диффузия меди в фазу типа 1:5 на границе раздела ячеек. Градиент содержания меди по границам ячеек обусловлен наличием пластинок (ламелей), обогащенных Zr , и приводит к изменению магнитных свойств граничной фазы а, следовательно, к существенной разнице энергий ДГ между фазами типа 2:17 и 1:5. При перемагничивании описанная гетерогенная наноструктура сплава обеспечивает эффективный механизм задержки смещения доменной границы (закрепление) на границе раздела «ячеек» [8].

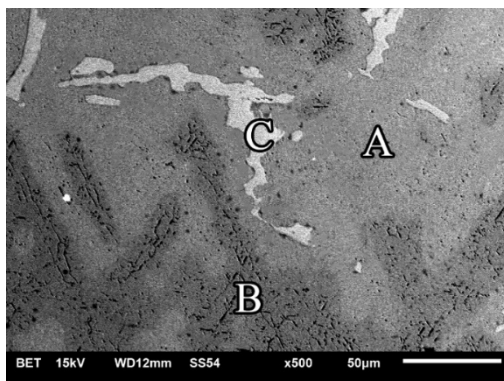


Рис. 1. РЭМ-изображение поверхности сплава $Gd_{0,85}Zr_{0,15}(Co_{0,7}Cu_{0,09}Fe_{0,21})_{6,0}$ после синтеза и термической обработки, обеспечивающей высококоэрцитивное состояние. Буквами обозначены структурные составляющие.

На рис. 1 представлена микрофотография поверхности образца сплава $Gd_{0,85}Zr_{0,15}(Co_{0,7}Cu_{0,09}Fe_{0,21})_{6,0}$ после выплавки и термической обработки, обеспечивающей высокие магнитные гистерезисные свойства. Хорошо видно, что в объеме образца присутствует три структурных составляющих, имеющих разный контраст. Энергодисперсионный анализ, проведенный на

образце, позволил определить химический состав каждой из структурных составляющих, а также общий химический состав сплава. Полученные результаты показывают, что основной объём образца занимает составляющая, представляющая собой перенасыщенный раствор со стехиометрией 1:5 (светло-серые области на рис. 1) – *A*. Второй по содержанию является составляющая, представляющая собой обедненный раствор на основе фазы 2:17 (тёмно-серые области на рис. 1) – *B*. Третья структурная составляющая – фаза со стехиометрией 2:7 (белые области на рис. 1) – *C*. Установлено, что медью наиболее обогащена составляющая со стехиометрией 1:5, в то время как большее содержание *Zr* имеет фаза 2:7. Интегральный химический состав сплава совпал со стехиометрическим составом шихты.

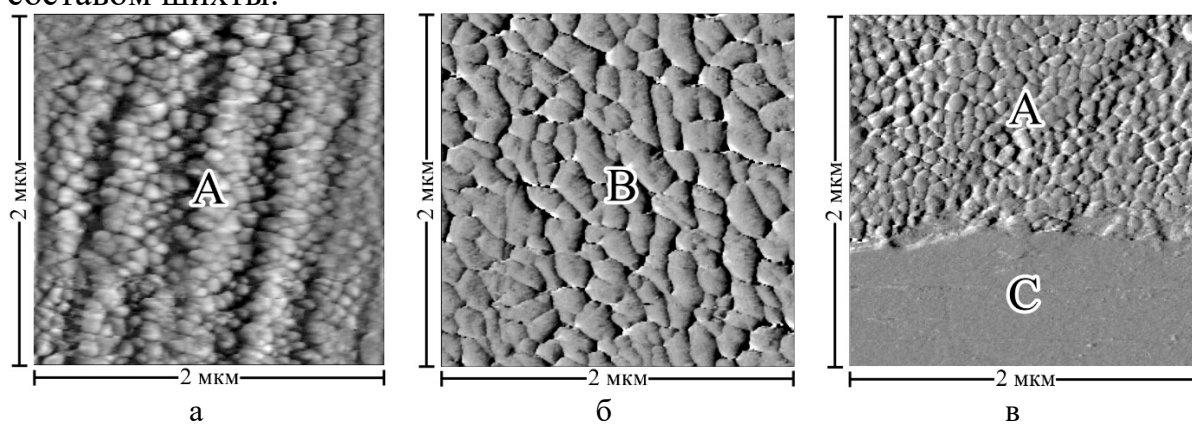


Рис. 2. АСМ-изображения участков поверхности образца сплава $Gd_{0,85}Zr_{0,15}(Co_{0,7}Cu_{0,09}Fe_{0,21})_{6,0}$ после электрохимического травления, ориентированной перпендикулярно ОЛН: а – структурная составляющая *A*, б – структурная составляющая *B*, в – граница между структурными составляющими *A* и *C*.

На следующем этапе работы были проведены исследования методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) в контактном режиме сканирования поверхности образца сплава перпендикулярной его оси легкого намагничивания (ОЛН) (см. рис. 2 а-в). Установлено, что низкотемпературные обработки сплава приводят к формированию «ячеистой» наноструктуры в составляющих *A* и *B* (см. рис. 2 а и б, соответственно). При этом размер ячеек в этих составляющих отличается и составляет 50 нм для *A* и 150 нм для *B*. Данный результат дает возможность высказать предположение, что для формирования высококоэрцитивного состояния в исследуемых материалах важно наличие упорядоченной «ячеистой» наноструктуры с определенным химическим составом, при этом размер ячеек имеет меньшее значение. На поверхности шлифа в области составляющей *C* «ячеистая» наноструктура не выявляется (см. рис. 2 в).

На следующем этапе были проведены исследования магнитной доменной структуры образца. На рис. 3 а и 3 б представлены

микрофотографии ДС на ориентированной перпендикулярно ОЛН полированной поверхности шлифа сплава $Gd_{0,85}Zr_{0,15}(Co_{0,7}Cu_{0,09}Fe_{0,21})_{6,0}$ после размагничивания знакопеременным полем убывающей амплитуды (РПП), проводимого двумя способами.

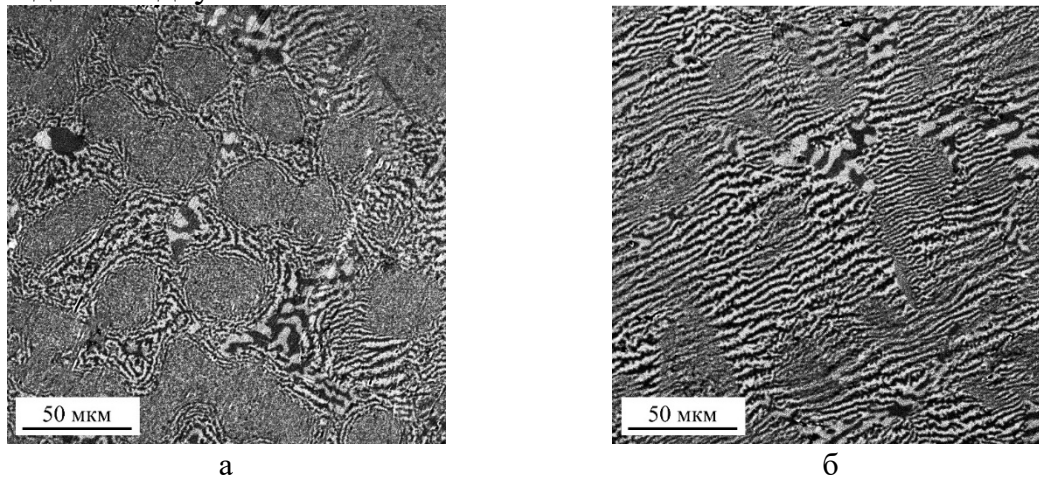


Рис. 3. Доменная структура на базисной плоскости образца $Gd_{0,85}Zr_{0,15}(Co_{0,7}Cu_{0,09}Fe_{0,21})_{6,0}$ в высококоэрцитивном состоянии после размагничивания знакопеременным полем убывающей амплитуды: а – вектор индукции внешнего магнитного поля ориентирован параллельно оси ОЛН и изменяется его величина и направление, б – вращения образца в убывающем по амплитуде поле.

Отличительной особенностью процессов размагничивания являлась ориентация размагничивающего поля. Так, на рис. 3 а представлена ДС в случае, когда вектор индукции внешнего магнитного поля был ориентирован всегда параллельно оси ОЛН и изменялась лишь его величина и направление. Во втором случае (см. рис. 3 б) размагничивание проходило путем вращения образца в убывающем по амплитуде магнитном поле. Видно, что конфигурация ДС представленная на рис. 3 б характеризуется направленной ориентацией доменов, что можно объяснить особенностями упорядоченной конфигурации «ячеистой» наноструктуры сплава и ее процессами перемагничивания в магнитном поле, вектор которого отклонен от ОЛН. Несмотря на отличия ДС, на обеих микрофотографиях четко различимы фазовые составляющие, характеризующиеся определённой шириной и конфигурацией доменов. Наиболее мелкие домены имеет составляющая B , обладающая высокой намагничённостью насыщения M_s и относительно низкой магнитной анизотропией. Вторые по ширине домены наблюдаются в области шлифа, соответствующей составляющей A , обладающей высокой магнитной анизотропией и низкой M_s . Составляющая C имеет самые крупные домены, обусловленные ее низкой намагничённостью.

Процессы перемагничивания и температурная стабильность. Особенности процессов намагничивания и перемагничивания исследуемых

материалов обусловлены спецификой протекания процессов смещения ДГ, в частности, характером распределения потенциальных барьеров, затрудняющих их движение. На рис. 4 а представлена кривая намагничивания (красная линия) исследуемого образца после РПП. Хорошо виден неоднородный характер процесса намагничивания образца, по-видимому, связанный с его уникальной наноструктурой и нестабильностью ДГ в определенных областях, характеризующихся различными значениями критических полей смещения ДГ. Несмотря на то, что в исследуемом сплаве присутствуют три фазовых составляющих, петля гистерезиса, представленная на вставке к рис. 4 а, не имеет перегибов. Данное поведение подтверждает, что фазы в сплаве обменно-связаны. Из полной петли гистерезиса были определены значения удельной намагниченности насыщения и коэрцитивной силы при комнатной температуре, которые составили $56,17 \text{ А} \cdot \text{м}^2/\text{кг}$ и $1,1 \text{ Тл}$, соответственно. На рис. 4 б, представлены петли гистерезиса, измеренные при температурах $22, 150$ и 350°C . Рост температуры сопровождается уменьшением коэрцитивной силы, что указывает на наличие механизма термоактивируемого преодоления ДГ энергетических барьеров. Благодаря тепловой энергии, спины в области доменной границы могут получать достаточно энергии для преодоления локального энергетического барьера и «перескакивать» из одного метастабильного состояния в соседнее, более энергетически выгодное, что приводит к уменьшению коэрцитивной силы. Необходимо отметить, что увеличение температуры сопровождается уменьшением магнитокристаллической анизотропии фаз, что также способствует уменьшению величины гистерезисных характеристик. Важным вопросом является стабильность магнитных свойств магнитных материалов при рабочих температурах, превышающих 400°C . С целью исследования температурной стабильности синтезированного сплава были проведены температурные измерения по двум протоколам. Согласно первому протоколу, были измерены петли гистерезиса удельной намагниченности при различных температурах вплоть до 727°C . Режим измерения включал в себя следующие процессы: нагрев до заданной температуры \rightarrow стабилизация температуры \rightarrow измерение петли гистерезиса.

В дальнейшем из полученных кривых были определены значения коэрцитивной силы (H_c), удельной остаточной намагниченности (σ_r) и удельной намагниченности насыщения (σ_s). Помимо этого, для всех температур были определены величины максимального энергетического произведения $(BH)_{\text{max}}$. Температурные зависимости $H_c(T)$, $\sigma_r(T)$, $\sigma_s(T)$ и $(BH)_{\text{max}}T$ представлены на рис. 5 а. Видно, что рабочие гистерезисные характеристики исследуемого сплава сохраняют высокие значения до

300°C включительно, при этом на кривой $\sigma_s(T)$ наблюдается максимум в области температур 400°C, что свидетельствует о ферромагнитном упорядочении магнитных моментов. Помимо этого, до температуры 250°C сплав имеет положительное значение коэффициента α . Крайне важным для практического применения является рост $(BH)_{\max}$ вплоть до 250°C.

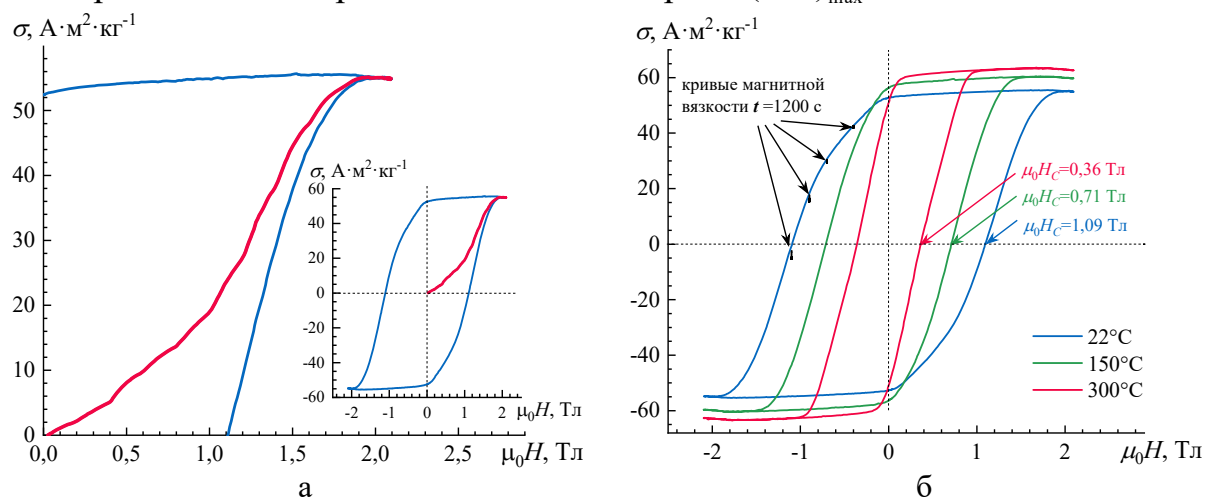


Рис. 4. а – кривая намагничивания (красная кривая) и петля гистерезиса (синяя кривая) сплава $Gd_{0,85}Zr_{0,15}(Co_{0,7}Cu_{0,09}Fe_{0,21})_{6,0}$ после термической обработки; б – петли гистерезиса сплава $Gd_{0,85}Zr_{0,15}(Co_{0,7}Cu_{0,09}Fe_{0,21})_{6,0}$, измеренные при температурах 22°C (синяя кривая), 150°C (зеленая кривая) и 300°C (красная кривая). На графике обозначены значения коэрцитивной силы сплава при указанных температурах, а также построены кривые магнитной вязкости (черные кривые), представленные на рис. 6 а.

Поскольку в отличие от магнитов типа $Nd-Fe-B$, нагрев исследуемых составов до критических температур приводит к необратимым падению гистерезисных свойств, на втором этапе исследований температурной стабильности были проведены измерения петель гистерезиса образца комнатной температуре после предварительного нагрева до температур вплоть до 727°C. Режим измерения включал в себя следующие процессы: медленный нагрев (10°C/мин) до заданной температуры → охлаждение до 22°C → стабилизация температуры → измерение петли гистерезиса. Из температурных зависимостей $H_c(T)$, $\sigma_r(T)$, $\sigma_s(T)$ и $(BH)_{\max}(T)$ представленных на рис. 5 б, установлено, что нагрев сплава до 400°C не приводит к изменениям его магнитных свойств при комнатных температурах. Однако нагрев до температур выше 400°C сопровождается существенным уменьшением коэрцитивной силы сплава, что связано с структурными изменениями в его объеме. При этом потери коэрцитивной силы могут быть полностью восстановлены при повторении последнего этапа первоначальной термообработки сплава (охлаждение от 800°C до 400°C со скоростью 2°C/мин и выдержка в течение 3 часов при 400°C).

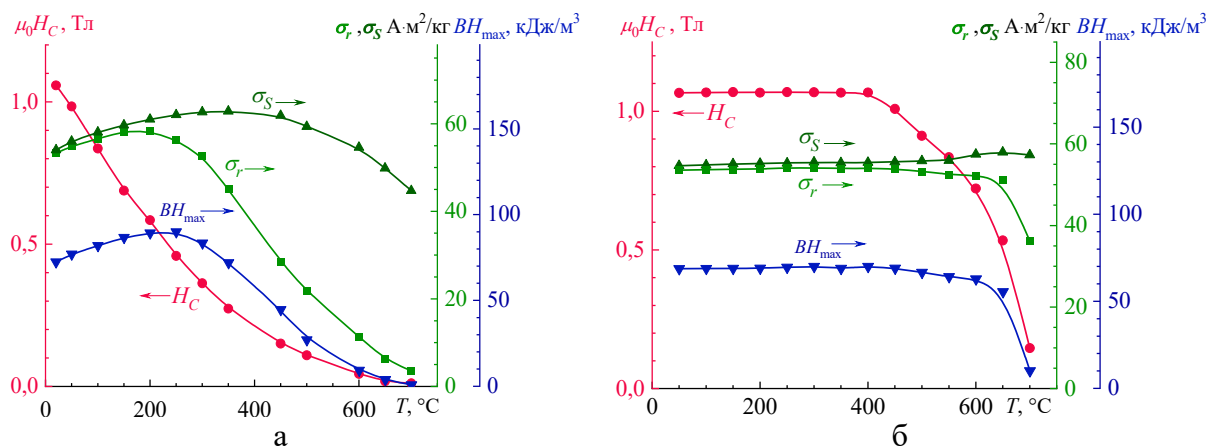


Рис. 5. Температурные зависимости коэрцитивной силы H_C , остаточной намагниченности σ_r , намагниченности насыщения σ_s и максимального энергетического произведения $(BH)_{max}$ для образца сплава $Gd_{0.85}Zr_{0.15}(Co_{0.7}Cu_{0.09}Fe_{0.21})_{6.0}$: а – полученные из измерений петель гистерезиса при различных температурах, б – полученные из петель гистерезиса, измеренных при температуре $22^{\circ}C$ после предварительного нагрева до температур вплоть до $727^{\circ}C$.

Магнитная вязкость. Эффект магнитной вязкости наблюдается на кривых намагничивания и размагничивающих частях петель гистерезиса при значениях внешнего магнитного поля превышающих величину критического поля смещения ДГ. Методически удобнее исследовать вязкость при размагничивании образцов, т.к. исходное намагниченное до насыщения состояние воспроизвести легче, чем размагниченное. В ходе измерений МВ образец доводился до насыщения в направлении ОЛН полем 2,2 Тл, затем выставлялось заданное значение размагничивающего поля, после чего начинался процесс измерения временной зависимости намагниченности. В большинстве случаев для магнитоупорядоченных материалов релаксация намагниченности вследствие тепловых флуктуаций со временем может быть описана следующим образом [4]:

$$M(t) = M(0) - S \ln(1 + t/t_0), \quad (1)$$

где $M(t)$ – намагниченность, зависящая от времени t , $M(0)$ – намагниченность при $t = 0$ после определенной магнитной предыстории образца (обычно к магнито насыщенному образцу прикладывается отрицательное поле), S – коэффициент магнитной вязкости, имеющий смысл скорости изменения намагниченности, которая в свою очередь пропорциональна скорости движения ДГ, t_0 – некоторое контрольное время, значение которого обычно получается путем аппроксимации уравнением (1) экспериментальных данных.

На рис. 6 а показаны временные зависимости удельной намагниченности для различных значений постоянных размагничивающих полей для образца исследуемого сплава при температуре $22^{\circ}C$. Голубыми

маркерами обозначены экспериментальные значения, черными кривыми представлены результаты аппроксимации уравнением (1). Для удобства отображения и расчетов из каждой кривой вычтено значение удельной намагниченности, соответствующее начальной точке измерения при $t = 0$. Представленные на рис. 6 а временные зависимости $\sigma(t)$ также показаны на рис. 4 б. Метастабильные состояния ДС в центрах задержки и их медленное термоактивируемое высвобождение под действием тепловых флуктуаций приводят к наблюдаемому медленному изменению намагниченности во времени после изменения внешнего магнитного поля.

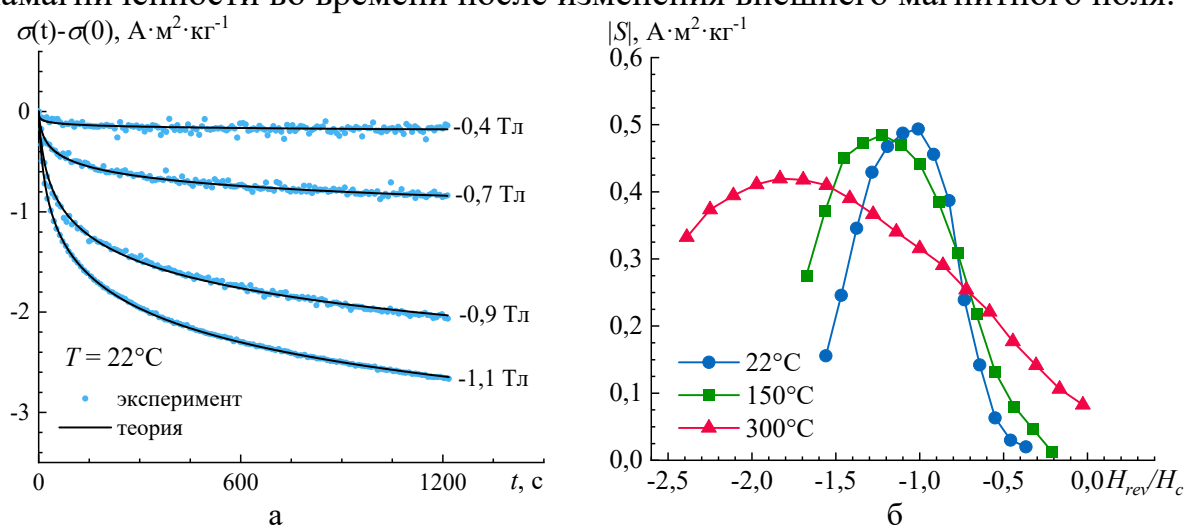


Рис. 6. а – экспериментальные (голубые круглые маркеры) и теоретические (черная сплошная линия) кривые магнитной вязкости при различных размагничивающих магнитных полях для сплава $Gd_{0,85}Zr_{0,15}(Co_{0,7}Cu_{0,09}Fe_{0,21})_{6,0}$; б – зависимости модуля коэффициента магнитной вязкости S от приложенного обратного поля, измеренные при температурах $22^\circ C$ (синие круглые маркеры), $150^\circ C$ (зеленые квадратные маркеры) и $300^\circ C$ (красные треугольные маркеры).

Аналогичные измерения МВ были проведены для трех значений температур: 22, 150 и $300^\circ C$. Из полученных временных зависимостей $\sigma(t)$ для трех температур были построены зависимости коэффициента вязкости от величины внешнего размагничивающего поля, представленные на рис. 6 б. Поскольку для большинства материалов зависимость $S(H)$ имеет максимум вблизи коэрцитивной силы, то было принято на оси у на рис. 6 б представить отношение текущего размагничивающего поля к значению коэрцитивного поля при заданной температуре (используемые значения обозначены на рис. 4 б для каждой температуры). Данное поведение объясняется тем, что вблизи H_c система магнитных доменов находится в состоянии метастабильного равновесия и разница в энергиях между различными ориентациями намагниченности (или положениями ДГ) становится очень маленькой. Малейшее изменение времени наблюдения приводит к тому, что ДГ преодолевают препятствия не только под

действием поля, но и за счет тепловой энергии, что приводит к значительному изменению намагниченности.

Хорошо видно, что при температуре 22°C максимум $S(H)$ соответствует точно коэрцитивному полю (см. рис. 6 б синяя кривая). Однако с увеличением температуры максимум смещается в сторону больших полей. Такое поведение объясняется тем, что при комнатной температуре магнитные релаксационные процессы связаны с составляющей A . С увеличением температуры основным источником вязкости становятся процессы релаксации в составляющей B , что сопровождается разной скоростью реакции ДГ в «ячейках» и граничащих с ними фаз на изменение температуры. По этой же причине с ростом температуры уменьшается и величина максимум S , что не характерно для большинства материалов [4].

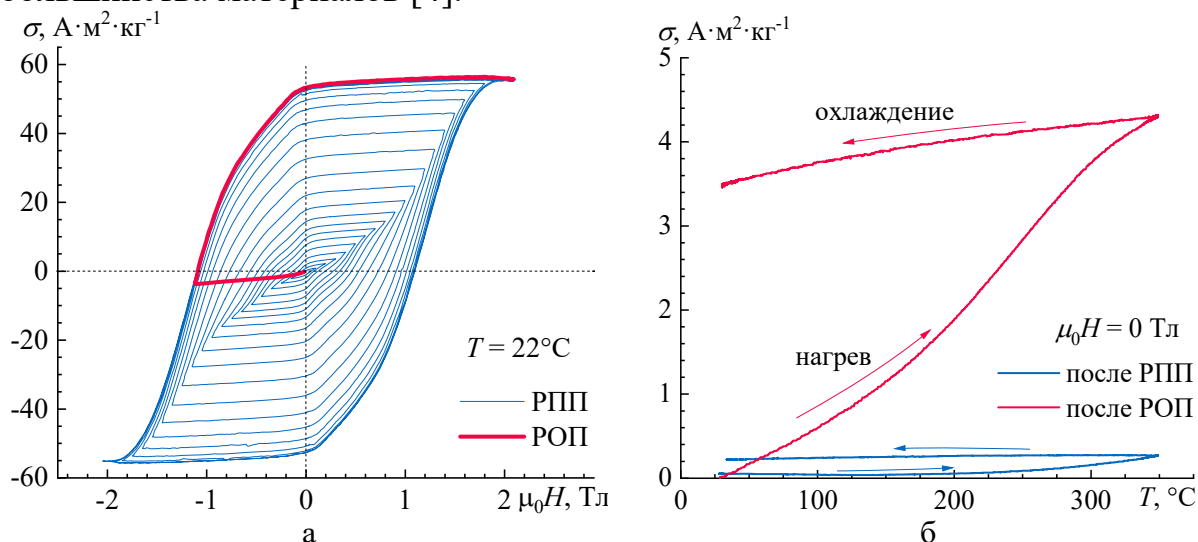


Рис. 7. а – полевые зависимости удельной намагниченности образца $Gd_{0,85}Zr_{0,15}(Co_{0,7}Cu_{0,09}Fe_{0,21})_{6,0}$ в ходе размагничивания знакопеременным полем убывающей амплитуды (РПП – синяя кривая) и обратным полем (РОП – красная кривая); б – температурные зависимости удельной намагниченности образца $Gd_{0,85}Zr_{0,15}(Co_{0,7}Cu_{0,09}Fe_{0,21})_{6,0}$ в процессе нагрева и последующего охлаждения в нулевом магнитном поле после РПП (синяя кривая) и РОП (красная кривая).

Одним из интересных эффектов, которые также можно отнести к явлению магнитной вязкости является термическое перемагничивание, которое заключается в изменении намагниченности предварительно размагниченного высококоэрцитивного образца под действием температуры. Для изучения механизма термического перемагничивания сплава были проведены два эксперимента, в которых в нулевом магнитном поле измерялась температурная зависимость удельной намагниченности размагниченного образца (см. рис. 7 б). Отличие в измерениях заключалось в том, что в первом случае образец был размагничен знакопеременным полем убывающей амплитуды (РПП на рис. 7 а и б синие кривые), а во-

втором – обратным полем (РОП на рис. 7 а и б красные кривые). Размагничивание методом РОП не является истинным размагничиванием и приводит к тому, что состояние с нулевой намагниченностью крайне неустойчиво. В случае РПП ДГ постоянно движутся и по мере уменьшения амплитуды внешнего поля, энергия, доступная для перемагничивания снижается, что приводит к тому, что каждая доменная граница «застывает» в своем собственном локальном энергетическом минимуме. Это состояние является истинным размагниченным и энергетически стабильным, что приводит к практически нулевому эффекту термического намагничивания (синяя кривая на рис. 7 б).

В связи с тем, что после РОП материал находится в метастабильном состоянии тепловое воздействие легко нарушает это равновесие, что сопровождается возвращением его в намагниченное состояние (красная кривая на рис. 7 б, соответствующая процессу нагревания). Уменьшение намагниченности при охлаждении объясняется ферримагнитным упорядочением магнитных моментов ионов Gd и Fe, Co .

4. Заключение

В работе показано, что гомогенизирующий отжиг при 1180-1185°C в течение 3 часов с последующей закалкой и изотермический отжиг при 800°C длительностью 24 часа с последующим охлаждением до 400°C со скоростью 2°C/мин сплава $Gd_{0,85}Zr_{0,15}(Co_{0,7}Cu_{0,09}Fe_{0,21})_{6,0}$ приводит к формированию микро- и наноструктуры, обеспечивающей высококоэрцитивное состояние. В ходе температурных исследований было установлено, что рабочие гистерезисные характеристики (остаточная намагниченность и коэрцитивная сила) исследуемых сплавов имеют температурную стабильность до 280°C включительно. Обнаружено, что термоциклирование образца сплава $Gd_{0,85}Zr_{0,15}(Co_{0,7}Cu_{0,09}Fe_{0,21})_{6,0}$ в диапазоне от 22°C до 400°C не приводит к изменениям его магнитных свойств при охлаждении до комнатной температуры. Данные временных и температурных измерений намагниченности исследуемого сплава показали, что магнитная вязкость в сплавах $Gd_{0,85}Zr_{0,15}(Co_{0,7}Cu_{0,09}Fe_{0,21})_z$ обусловлена в первую очередь термоактивируемым преодолением ДГ энергетических барьеров, создаваемых благодаря их сложной наноструктурой. Метастабильные состояния ДС вблизи барьеров и их медленное «высвобождение» под действием тепловых флуктуаций приводят к наблюдаемому медленному изменению намагниченности во времени после изменения внешнего магнитного поля и/или температуры. Изучение этого явления представляет интерес для выяснения тонких особенностей гистерезисных процессов и возможностей практического использования данных материалов.

Исследования выполнены при поддержке Минобрнауки РФ в рамках выполнения государственного задания в сфере научной деятельности (проект № 0817-2023-0006) в научно-исследовательской лаборатории магнитных материалов ЦКП научной аппаратурой и оборудованием Тверского государственного университета.

Библиографический список:

1. **Müller, K.-H.** Magnetic viscosity. Encyclopedia of materials: science and technology / K.-H. Müller; ed. by K.H. Buschow, R.W. Cahn, M.C. Flemings et al. – 2nd ed. Elsevier Ltd, 2001. – P. 4997-5004. DOI: 10.1016/B0-08-043152-6/00869-X.
2. **Serletis, C.** On the measurement of magnetic viscosity / C. Serletis, K. G. Efthimiadis // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2012. – V. 324. – I. 16. – P. 2547-2552. DOI: 10.1016/j.jmmm.2012.03.042.
3. **Wang, J.** The magnetization behavior and magnetic viscosity of Sm(Co, Fe, Cu, Zr)_z ribbons with different temperature dependence of coercivity / J. Wang, R. Chen, C. Rong et al. // Journal of Applied Physics. – 2010. – V. 107. – I. 9. – Art. №. 09A707. – 3 p. DOI: 10.1063/1.3334540.
4. **Volegov, A.S.** Magnetic viscosity of L1₀ structured Mn-Ga and Mn-Al alloys / A.S. Volegov, K.H. Müller, F. Bittner et al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2017. – V. 441. – P. 750-756. DOI: 10.1016/j.jmmm.2017.06.087.
5. **Coey, J.M.D.** Perspective and prospects for rare earth permanent magnets / J.M.D. Coey // Engineering. – 2020. – V. 6. – I. 2. – P. 119-131. DOI: 10.1016/j.eng.2018.11.034.
6. **Jha, A.R.** Rare earth materials: properties and applications / A.R. Jha. – Boca Raton, London, New York: CRC Press, 2014. – 371 p.
7. **Liu, S.** Sm-Co high-temperature permanent magnet materials / S. Liu // Chinese Physics B. – 2019. – V. 28. – I. 1. – P. 017501-1-017501-20. DOI: 10.1088/1674-1056/28/1/017501.
8. **Liu, J.P.** Nanoscale magnetic materials and applications / J. P. Liu, E. Fullerton, O. Gutfleisch, D.J. Sellmyer. – Dordrecht, Heidelberg, London, New York: Springer, 2009. – 731 p. DOI: 10.1007/978-0-387-85600-1.
9. **Zhang, W.Y.** Beneficial effect of Gd substitution on magnetic properties of magnetically anisotropic SmCo₅ ribbons / W.Y. Zhang, B.G. Shen, Z.H. Cheng et al. // Applied Physics Letters. – 2001. – V. 79. – I. 12. – P. 1843-1845. DOI: 10.1063/1.1401789.
10. **Huang, J.Y.** 2:17-type SmCo permanent magnets with controllable remanence temperature coefficients via substitution of heavy rare earth elements / J.Y. Huang, S.L. Zuo, Q. Zhang et al. // Journal of Applied Physics. – 2024. – V. 43. – I. 8. – P. 3990-3996. DOI: 10.1007/s12598-024-02778-7.
11. **Rong, C.B.** Positive temperature coefficients of remanence and coercivity in precipitation-hardened Gd-Co-Fe-Cu-Zr alloys // C. B. Rong, J. Zhang, H. W. Zhang et al. // Journal of magnetism and magnetic materials. – 2004. – V. 279. – I. 2-3. – P. 143-148. DOI: 10.1016/j.jmmm.2004.01.077.
12. **Hadjipanayis, G.C.** High temperature 2:17 magnets: relationship of magnetic properties to microstructure and processing. / G. C. Hadjipanayis, W. Tang, Y. Zhang et al. // IEEE Transactions on Magnetics. – 2000. – V. 36. – I. 5. – P. 3382-3387. DOI: 10.1109/20.908808.
13. **Liu, J.F.** Abnormal temperature dependence of intrinsic coercivity in Sm(Co, Fe, Cu, Zr)_z powder materials. / J. F. Liu, T. Chui, D. Dimitrov, G. C. Hadjipanayis // Applied Physics Letters. – 1998. – V. 73. – I. 20. – P. 3007-3009. DOI: 10.1063/1.122659.
14. **Goll, D.** Melt-spun precipitation-hardened Sm₂(Co,Cu, Fe, Zr)₁₇ magnets with abnormal temperature dependence of coercivity / D. Goll, I. Kleinschroth, W. Sigle, H. Kronmüller // Applied Physics Letters. – 2000. – V. 76. – I. 8. – P. 1054-1056. DOI: 10.1063/1.125936.
15. **Lui, S.** Abnormal temperature dependence of intrinsic coercivity in sintered Sm-Co-based permanent magnets / S. Lui, J. Yang, G. Doyle et al. // Journal of Applied Physics. – 2000. – V. 87. – I. 9. – P. 6728-6730. DOI: 10.1063/1.372822.
16. **Semenova, E.M.** Mechanisms of magnetic hysteresis in heterogeneous Gd-Zr-Co-Cu-Fe alloys / E.M. Semenova, M.B. Lyakhova, P.A. Rakunov et al. // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. – 2024. – V. 88. – I. 5. – P. 802-808. DOI: 10.1134/S1062873824706639.
17. **Lyakhova, M.B.** High-temperature behavior of hard magnetic alloys (R,Zr)(Co,Cu,Fe)_z (R= Sm, Gd) / M.B. Lyakhova, E.M. Semenova, R.P. Ivanov // Metal Science and Heat Treatment. – 2015. – V. 56. – I. 11-12. – P. 602-608. DOI: 10.1007/s11041-015-9807-4.

References:

1. Müller K.-H. Magnetic viscosity, *Encyclopedia of Materials: Science and Technology*, ed. by K.H. Buschow,

- R.W. Cahn, M.C. Flemings et al., 2nd ed. Elsevier, 2001, pp. 4997-5004. DOI: 10.1016/B0-08-043152-6/00869-X.
2. Serletis C., Efthimiadis K.G. On the measurement of magnetic viscosity, *Journal of magnetism and magnetic materials*, 2012, vol. 324, issue 16, pp. 2547-2552. DOI: 10.1016/j.jmmm.2012.03.042.
3. Wang J., Chen R., Rong C. et al. The magnetization behavior and magnetic viscosity of Sm(Co, Fe, Cu, Zr)_z ribbons with different temperature dependence of coercivity, *Journal of Applied Physics*, 2010, vol. 107, issue 9, art. no. 09A707, 3 p. DOI: 10.1063/1.3334540.
4. Volegov A. S., Müller K.H., Bittner F. et al. Magnetic viscosity of L1₀ structured Mn-Ga and Mn-Al alloys, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2017, vol. 441, pp. 750-756. DOI: 10.1016/j.jmmm.2017.06.087.
5. Coey J.M.D. Perspective and prospects for rare earth permanent magnets, *Engineering*, 2020, vol. 6, issue 2, pp. 119-131. DOI: 10.1016/j.eng.2018.11.034.
6. Jha A.R. *Rare earth materials: properties and applications*, Boca Raton, London, New York, CRC Press, 2014, 371 p. DOI: 10.1201/b17045.
7. Liu S. Sm-Co high-temperature permanent magnet materials, *Chinese Physics B.*, 2019, vol. 28 issue 1, pp. 017501-1-017501-20. DOI: 10.1088/1674-1056/28/1/017501.
8. Liu J.P., Fullerton E., Gutfleisch O., Sellmyer D.J. *Nanoscale magnetic materials and applications*, Dordrecht, Heidelberg, London, New York, Springer, 2009, 731 p. DOI: 10.1007/978-0-387-85600-1
9. Zhang W.Y., Shen B.G., Cheng Z.H. et al. Beneficial effect of Gd substitution on magnetic properties of magnetically anisotropic SmCo₅ ribbons, *Applied Physics Letters*, 2001, vol. 79, issue 12, pp. 1843-1845. DOI: 10.1063/1.1401789.
10. Huang J. Y., Zuo S. L., Zhang Q. et al. 2:17-type SmCo permanent magnets with controllable remanence temperature coefficients via substitution of heavy rare earth elements, *Journal of Applied Physics*, 2024, vol 43, issue 8, pp. 3990-3996. DOI: 10.1007/s12598-024-02778-7.
11. Rong C.B., Zhang J., Zhang H.W. et al. Positive temperature coefficients of remanence and coercivity in precipitation-hardened Gd-Co-Fe-Cu-Zr alloys, *Journal of magnetism and magnetic materials*, 2004, vol. 279, issue 2-3, pp. 143-148. DOI: 10.1016/j.jmmm.2004.01.077.
12. Hadjipanayis G.C., Tang W., Zhang Y. et al. High temperature 2:17 magnets: relationship of magnetic properties to microstructure and processing, *IEEE Transactions on Magnetics*, 2000, vol. 36, issue 5, pp. 3382-3387. DOI: 10.1109/20.908808.
13. Liu J.F., Chui T., Dimitrov D., Hadjipanayis G.C. Abnormal temperature dependence of intrinsic coercivity in Sm (Co, Fe, Cu, Zr)_z powder materials, *Applied Physics Letters*, 1998, vol. 73, issue 20, pp. 3007-3009. DOI: 10.1063/1.122659.
14. Goll D., Kleinschroth I., Sigle W., Kronmüller H. Melt-spun precipitation-hardened Sm₂(Co, Cu, Fe, Zr)₁₇ magnets with abnormal temperature dependence of coercivity, *Applied Physics Letters*, 2000, vol. 76, issue 8, pp. 1054-1056. DOI: 10.1063/1.125936.
15. Lui S., Yang J., Doyle G. et al. Abnormal temperature dependence of intrinsic coercivity in sintered Sm-Co-based permanent magnets, *Journal of Applied Physics*, 2000, vol. 87, issue 9, pp. 6728-6730. DOI: 10.1063/1.372822.
16. Semenova E. M., Lyakhova M. B., Rakunov P.A. et al. Mechanisms of magnetic hysteresis in heterogeneous Gd-Zr-Co-Cu-Fe alloys, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, 2024, vol. 88, issue 5, pp. 802-808. DOI: 10.1134/S1062873824706639.
17. Lyakhova M. B., Semenova E.M., Ivanov R.P. High-temperature behavior of hard magnetic alloys (R,Zr)(Co,Cu,Fe)_z (R= Sm, Gd), *Metal Science and Heat Treatment*, 2015, vol. 56, issue 11-12, pp. 602-608. DOI: 10.1007/s11041-015-9807-4.