Письма в ЖЭТФ, том 113, вып. 12, с. 825 – 832 

# Спиновая релаксация в моно-ионных магнитах, замедленная полем рассеяния ферромагнитных микрочастиц

О. В. Коплак[+*1)], Е. В. Дворецкая[+*], Е. И. Куницына[+], Д. В. Королев[×], А. В. Палий[+], Р. Б. Моргунов[+*×]

[+]Институт проблем химической физики РАН, 142432 Черноголовка, Россия

[*]Первый Московский государственный медицинский университет им. И. М. Сеченова, 119991 Москва, Россия

[×]Всероссийский институт авиационных материалов, 105005 Москва, Россия

Поступила в редакцию 14 апреля 2021 г.
После переработки 30 апреля 2021 г.
Принята к публикации 4 мая 2021 г.

Квантовое туннелирование намагниченности (QTM) ускоряет магнитную релаксацию в комплексах переходных и редкоземельных ионов, что часто ухудшает свойства мономолекулярных или моно-ионных магнитов (SMM и SIM). Постоянное внешнее магнитное поле, напротив, затормаживает QTM в пользу других каналов спиновой релаксации. В нашей работе предложено заменить внешнее поле магнитным полем рассеяния ферромагнитных микрочастиц в композите SIM с микрочастицами PrDyFeCoB. Регулируемая остаточная намагниченность микрочастиц позволяет подобрать нужное поле рассеяния, с помощью которого можно регулировать скорость релаксации спинов в комплексах, покрывающих микрочастицы. При этом наблюдается медленная спиновая релаксация в отсутствие внешнего поля.

DOI: 10.31857/S1234567821120089

**1. Введение.** Мономолекулярные магниты (*Single Molecular Magnets* – SMM) представляют собой координационные или металло-органические комплексы обменно-связанных парамагнитных ионов, проявляющие медленную релаксацию электронных спинов [1–3]. Отдельные комплексы удалены друг от друга на значительные расстояния в кристаллической решетке (∼20–30 Å), что гарантирует почти полное отсутствие магнитных дипольных, а тем более обменных межкомплексных взаимодействий. SMM являются перспективными объектами для разработки новых типов устройств магнитной памяти и спиновых кубитов [3]. Хотя большинство работ в этой области выполняется на макроскопических ансамблях комплексов, результаты измерений вполне можно отнести к одному спину в комплексе (отсюда и название SMM) ввиду указанной выше слабости магнитных межкомплексных взаимодействий. В SMM медленная релаксация, как правило, обусловлена наличием сильной магнитной анизотропии типа "легкая ось", которая приводит к появлению эффективного барьера, разделяющего состояния с разной ориентацией спина. Величина этого барьера зависит от значений параметров спин-гамильтониана, определяющих энергетический спектр комплекса (кристаллического поля и спин-орбитального взаимодействия). Скорость спин-решеточной релаксации, в свою очередь, определяется как величиной барьера, так и силой спин-фононного взаимодействия, индуцирующего переходы между спиновыми уровнями, формирующими барьер.

Одним из факторов, часто ухудшающих свойства SMM, является квантовое туннелирование намагниченности (*Quantum Tunneling of Magnetization* – QTM), которое возникает при отклонении симметрии системы от аксиальной, приводящей к появлению низкосимметричных компонент кристаллического поля. В этом случае скорость туннелирования может значительно превысить скорости термоактивационных процессов с участием фононов, что в значительной степени уменьшает роль барьера как фактора, мешающего переориентации спинов. В некоторых случаях QTM удается полностью подавить с помощью молекулярного дизайна [4], но чаще в качестве фактора, подавляющего QTM, используется постоянное внешнее магнитное поле, направленное вдоль оси анизотропии монокристаллического образца. Поскольку в порошковом образце с различными ориентациями осей анизотропии по отношению к направлению внешнего поля QTM в каждом комплексе подавляется компонентой поля, направленной вдоль оси анизотропии, для полного подавления QTM в таком образце необходимо более сильное поле, чем

[1)]e-mail: o.koplak@gmail.com

в случае монокристалла. Известно большое количество систем, которые ведут себя как SMM только в присутствии постоянного внешнего магнитного поля. Их часто называют индуцируемыми полем SMM (field induced SMM). В этих соединениях в отсутствие поля релаксация посредством QTM оказывается настолько быстрой, что она полностью выводит из игры более медленную релаксацию, происходящую с участием фононов. Приложенное поле выводит спиновые уровни системы из резонанса, блокируя туннелирование, что при температурах, меньших высоты барьера (обычно 2–5 К), приводит к уменьшению релаксационных частот спинов до значений 1–1000 Гц, позволяя использовать для исследования релаксации низкочастотные измерения магнитной восприимчивости в СКВИД магнетометре [1–3]. В экспериментах это проявляется в виде пиков на частотной (или температурной) зависимости мнимой части магнитной восприимчивости $\chi''$, которые наблюдаются при совпадении частоты внешнего переменного магнитного поля с частотами термоактивированных попыток переориентации магнитного момента комплекса.

Наряду с SMM, в последнее время широко исследуются также комплексы, содержащие единственный парамагнитный ион, которые также демонстрируют медленную спиновую релаксацию. Их называют моно-ионные магниты (*Single Ion Magnets* – SIM). В отличие от SMM, в которых определяющий вклад в спин-решеточную релаксацию вносит процесс Орбаха, в SIM определяющими являются прямые однофононные и рамановские процессы. Большинство таких комплексов проявляют медленную парамагнитную релаксацию только в присутствии внешнего магнитного поля [5–6]. Отметим, что необходимость использовать внешнее поле напряженностью $\sim 1$–10 кЭ несовместима с их использованием в качестве элементов локальной памяти с низким энергопотреблением. Поэтому может сложиться впечатление, что такие системы имеют меньший технологический потенциал по сравнению с комплексами, проявляющими свойства SMM или SIM в нулевом поле.

Возможным способом решения этой проблемы могла бы стать замена внешнего магнитного поля внутренним полем подходящей напряженности, создаваемым ферромагнитными нано- или микрочастицами, комбинируемыми с SMM или SIM комплексами в единый композитный материал. Для подтверждения реализуемости этой идеи мы создали экспериментальные условия, при которых локальные магнитные поля рассеяния ферромагнитных частиц приводят к замедлению релаксации намагниченности в хорошо аттестованном и заранее исследованном комплексе SIM двухвалентного кобальта [7]. Целью работы является экспериментальное обнаружение медленной спиновой релаксации SIM комплексов кобальта, индуцированной локальным полем рассеяния ансамбля намагниченных ферромагнитных микрочастиц в отсутствие внешнего поля.

**2. Экспериментальная методика и приготовление образцов.** В наших экспериментах индуцируемые полем SIM-комплексы использовались в качестве индикаторов локального поля внутри ансамбля микрочастиц (рис. 1). В качестве комплексов SIM были выбраны комплексы высокоспиновых ионов Co(II). Поскольку ионы кобальта являются крамерсовыми, QTM в электронной подсистеме запрещено, но этот запрет частично снимается из-за сверхтонкого взаимодействия электронных спинов $S = 3/2$ с полуцелыми ядерными спинами $I = 7/2$ [7]. Используемый в наших экспериментах гексакоординированный комплекс Co(II) демонстрирует медленную релаксацию намагниченности в приложенных полях $H = 1$ кЭ и 3.2 кЭ [7]. Ближайшее лигандное окружение (первая координационная сфера) иона Co(II) включает четыре атома N и два атома Cl, как показано на рис. 1a. Аксиальная компонента кристаллического поля, создаваемого этими шестью атомами, расщепляет кубический $^4\mathrm{T}_{1\mathrm{g}}(3\mathrm{d}^7)$ – терм иона Co(II) на основной орбитальный дублет $^4\mathrm{E}_\mathrm{g}$ (состояние с не полностью погашенным орбитальным угловым моментом) и возбужденный орбитальный синглет $^4\mathrm{A}_{2\mathrm{g}}$, причем ромбическая компонента кристаллического поля слегка расщепляет $^4\mathrm{E}_\mathrm{g}$-терм на два орбитальных синглета. Спин-орбитальное взаимодействие расщепляет $^4\mathrm{E}_\mathrm{g}$-терм и смешивает его с $^4\mathrm{A}_{2\mathrm{g}}$, в результате чего энергетический спектр оказывается состоящим из шести крамерсовых дублетов. Комбинация указанных взаимодействий приводит к возникновению магнитной анизотропии типа легкая ось со слабым ромбическим вкладом [7].

В нашем исследовании шарики редкоземельного сплава PrDyFeCoB [8] используются в качестве источников внутреннего поля, действующего на молекулы SIM (рис. 1b). Примерно 12 мг образца порошка SIM были перемешаны с микрошариками в объемных долях 30 на 70 % и плотно упакованы в диамагнитную капсулу. Образцы помещали в СКВИД-магнитометр MPMS XL (Quantum Design), работающий в высокочувствительном режиме RSO (*Reciprocating Sample Option*). Динамические магнитные свойства образцов анализировались путем измерения частотных зависимостей действительной ($\chi'$) и мнимой ($\chi''$) компонент магнитной восприимчивости при 2 К в осциллирующем магнитном поле с ам-

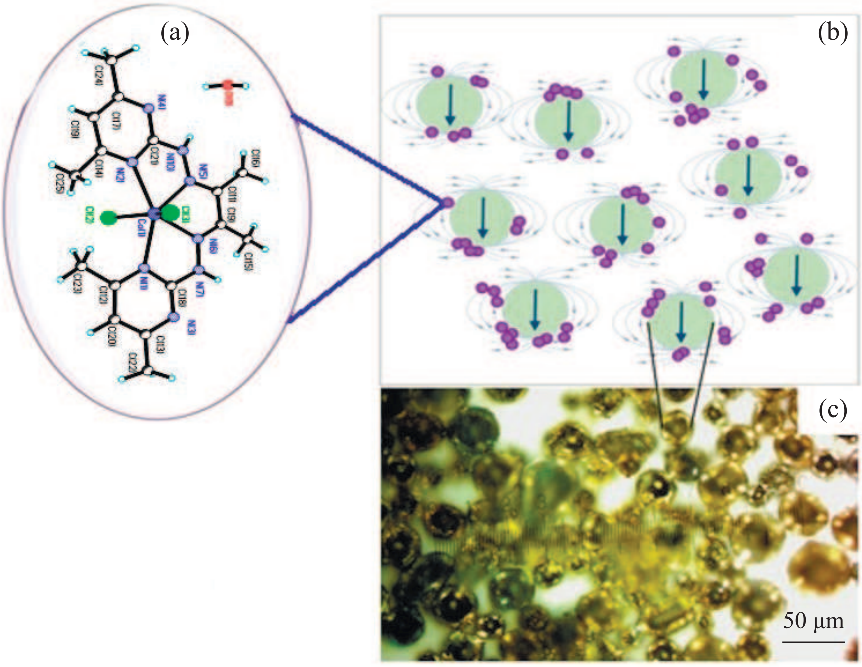


Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Молекулярная структура комплекса SIM, согласно [7]. (b) – Схема распределения ферромагнитных микрочастиц (зеленые кружки) и гексакоординированных комплексов Co(II) (фиолетовые кружки) в нулевом поле (магнитные моменты показаны стрелками). (c) – Изображение микрочастиц в оптическом микроскопе

плитудой 4 Э и частотой, варьируемой в диапазоне 0.1–1400 Гц.

## 3. Экспериментальные результаты и обсуждение.

*3.1. Магнитные свойства исходных компонент композиционного материала.* Для понимания магнитных свойств композиционного материала нами сначала были исследованы частотные зависимости магнитных восприимчивостей исходных материалов, составляющих композит, а именно, ансамбля микрочастиц в отсутствие SIM (рис. 2) и порошка SIM в отсутствие микрочастиц (рис. 3). Поскольку микрочастицы в свободном состоянии способны менять направление намагниченности вследствие их механического вращения во внешнем поле, такие микрочастицы демонстрируют узкий гистерезис с коэрцитивной силой $\sim 1$ кЭ (кривая *1* на рис. 2a). Закрепление частиц в эйкозане приводит к резкому уширению гистерезиса до коэрцитивной силы 20 кЭ (кривая *2* на рис. 2a), причем остаточная намагниченность ансамбля микрочастиц в нулевом поле оказывается достаточно высокой и составляет 75 % от намагниченности насыщения. Данные сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) показывают, что микрочастицы имеют форму шара с широким распределением диаметров (рис. 2b). Средний диаметр частиц $\sim 10$ мкм был выбран таким, чтобы он превышал размер однодоменности этого материала $\sim 0.3$ мкм, и намагниченность микрошариков можно было задавать предварительно приложенным внешним полем. Измерения зависимостей $\chi'(f)$ и $\chi''(f)$ в ансамбле зафиксированных микрочастиц выявили отсутствие пиков и плавно изменяющийся фон во всем диапазоне частот при 2 K, как в нулевом внешнем поле (рис. 2c), так и после намагничивания частиц или в приложенном внешнем поле (не показано).

Измерения частотных зависимостей $\chi'(f)$ и $\chi''(f)$ для порошка SIM без микрочастиц не выявили пиков в нулевом магнитном поле (рис. 3a), однако в приложенном поле $H = 3.2$ кЭ на зависимости $\chi''(f)$ появляются пики при 0.5 и 200 Гц, которым соответствуют ступеньки на зависимости $\chi'(f)$ (рис. 3b). Таким образом, в приложенном поле используемый комплекс кобальта проявляет медленную релаксацию намагниченности, как это ранее наблюдалось в [7], т.е., действительно, является индуцируемым полем SIM.

Таким образом, обе исходные компоненты композита по отдельности не дают пиков на зависимостях $\chi''(f)$, что свидетельствует об отсутствии магнитных релаксационных процессов в исследуемом диапазоне частот при 2 K в отсутствие внешнего магнитного поля.

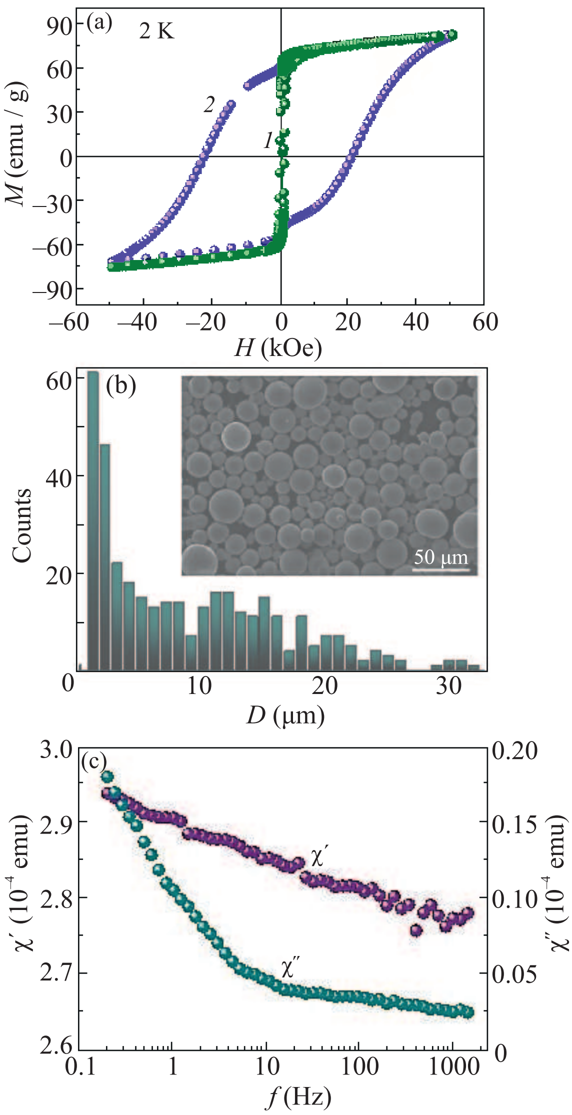


Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Магнитный гистерезис свободных (*1*) и зафиксированных в эйкозане (*2*) микрочастиц, измеренный при 2 K. (b) – Распределение микрочастиц по диаметрам (на вставке показано СЭМ-изображение микрочастиц). (c) – Частотные зависимости действительной $\chi'$ и мнимой $\chi''$ частей магнитной восприимчивости ансамбля микрочастиц (без SIM), измеряемые в нулевом поле, но после предварительного намагничивания частиц во внешнем постоянном поле 50 кЭ при 2 K

*3.2. Медленная релаксация комплексов кобальта в присутствие слабо закрепленных микрочастиц.* Измерения зависимостей $\chi'(f)$ и $\chi''(f)$ в смеси порошкового комплекса кобальта с незакрепленными намагниченными микрочастицами выявили наличие двух пиков в нулевом внешнем поле при 2 K (рис. 4a). Использование плотно упакованных компонентов смеси, прижатых друг к другу в желатиновой капсуле, позволяет рассматривать микрочастицы как частично закрепленные. Оба пика на зависимостях $\chi''(f)$ хорошо воспроизводятся для многократно приготовленных независимых образцов (кривые *1* и *2* на рис. 4a). Хотя зависимости $\chi'(f)$ и $\chi''(f)$, измеренные для композита в нулевом внешнем поле, аналогичны зависимостям, зарегистрированным для чистого комплекса SIM в приложенном поле (рис. 3b), положения пиков несколько отличаются. Причиной указанного смещения пиков является локальное усреднение магнитных полей многих микрочастиц. Эффективное магнитное поле в ансамбле микрочастиц $H_{\mathrm{eff}}$ зависит не только от остаточной намагниченности, но и от взаимной ориентации микрочастиц, их дипольного магнитного взаимодействия, от группировки и распределения комплексов SIM. Задача о распределении полей в стохастических ансамблях магнитных частиц является актуальной, активно обсуждается в литературе и представляет самостоятельный интерес (см., например, [9, 10]). Поиск решения этой задачи был осложнен тем об-

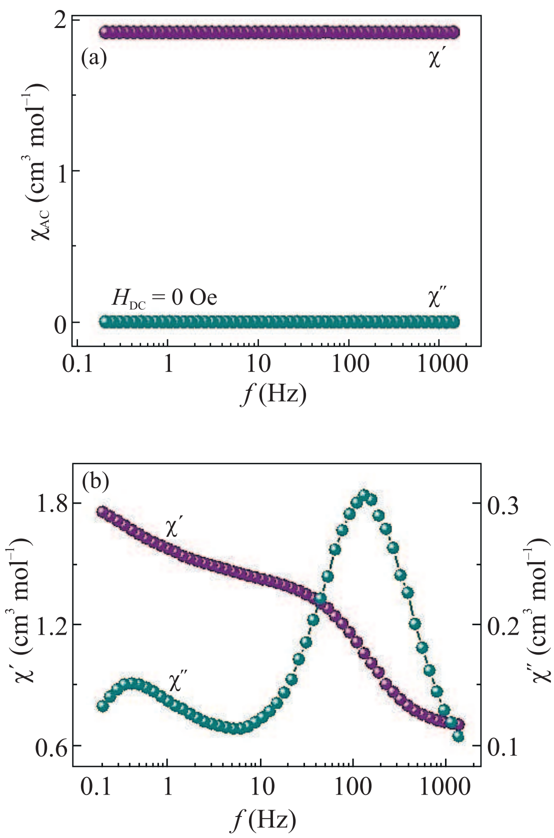


Рис. 3. (Цветной онлайн) Частотные зависимости действительной $\chi'$ и мнимой $\chi''$ частей магнитной восприимчивости комплекса SIM при $T = 2$ K в отсутствие микрочастиц: (a) – в нулевом внешнем поле; (b) – в постоянном внешнем поле $H = 3200$ Э

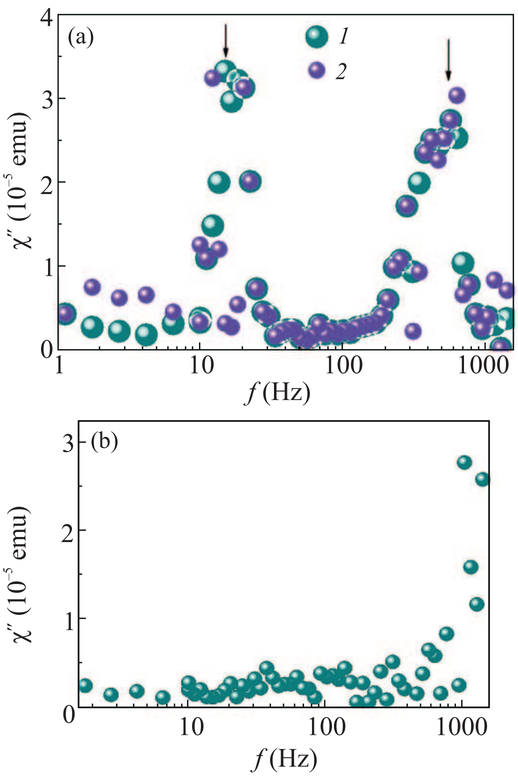


Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Частотные зависимости мнимой части магнитной восприимчивости $\chi''$ в смеси SIM и незакрепленных микрочастиц, записанные при 2 К в нулевом внешнем поле, после предварительного намагничивания смеси во внешнем постоянном поле 50 кЭ при 2 К в течение 5 мин. Независимые повторения *1*, *2* приведены для демонстрации воспроизводимости на разных образцах. (b) – Частотная зависимость мнимой части магнитной восприимчивости смеси SIM и закрепленных микрочастиц $\chi''$, записанная при 2 К в нулевом внешнем поле, после предварительного намагничивания смеси во внешнем постоянном поле 50 кЭ при 2 К в течение 5 мин

стоятельством, что теоретические оценки внутреннего поля ансамбля до сих пор не было возможности сравнить с экспериментальными значениями. В наших опытах, очевидно, происходит измерение этого усредненного поля, индикатором и мерой которого является частота пика на зависимости $\chi''(f)$. В [7] был получен набор частотных зависимостей $\chi''(f)$ в чистом соединении комплекса SIM без микрочастиц при разных магнитных полях в диапазоне 0–5 кЭ. Из сравнения следует, что поле микрочастиц в наших опытах близко к 3.2 кЭ, что превышает оценку остаточного поля вблизи поверхности отдельного микрошарика $2\pi M_s/3 = 1$ кЭ, указывая на то, что эффективное поле в ансамбле частиц складывалось из вкладов многих источников поля.

Многократное намагничивание свободной смеси с нефиксированными микрочастицами перед записью зависимостей $\chi'(H)$ и $\chi''(H)$, вообще говоря, приводит к смещению пиков в высокочастотную область (рис. 4b). Это происходит потому, что намагниченные частицы в смеси притягиваются друг к другу и образуют кластеры, которые не удается разбить повторными перемагничиваниями. Поскольку "тренировка" образца под действием предварительных импульсов внешнего поля смещает максимумы в сторону высоких частот, нами были приготовлены образцы, свойства которых не зависят от магнитной предыстории.

*3.3. Медленная релаксация комплексов кобальта в присутствие полностью закрепленных микрочастиц.* Самым простым способом стабилизации среднего локального поля в смеси является фиксация комплексов SIM и микрочастиц в эйкозане. Увеличение ширины гистерезиса (рис. 2) свидетельствует об успешной фиксации и подавлении механического вращения микрочастиц. К сожалению, эта фиксация смещает пики в высокочастотную область, ограниченную частотой 1400 Гц в магнитометре (рис. 4b). Это смещение соответствует росту внутреннего эффективного поля ансамбля микрочастиц, приводящего к ускорению прямых однофононных релаксационных процессов (последние вносят основной вклад в релаксацию при низких температурах [7] при условии, что QTM уже подавлено полем).

Хотя изменение внутреннего эффективного поля приводит скорее к смещению пиков, а не к изменению их амплитуды, в условиях ограничений по частоте в качестве характеристики, чувствительной к полю микрочастиц, мы выбрали величину $\chi'$ при частоте 1400 Гц. Эта характеристика была удобна для изучения зависимости обнаруженного нами эффекта от намагниченности закрепленных микрочастиц, хотя и характеризовала скорее сдвиг пика по частоте, а не его амплитуду. Считая, что величина сдвига значительно меньше частоты максимума, можно с достаточной точностью считать, что выбранная характеристика прямо пропорциональна частотному сдвигу.

Действительная часть магнитной восприимчивости на частоте 1400 Гц росла при увеличении магнитного поля, приложенного перед сканированием частоты (рис. 5a). Во время записи самой зависимости $\chi'(f)$ магнитное поле отсутствовало – оно включалось на 5 мин и выключалось перед измерениями. Зависимость прибавки пика $\Delta\chi'(H)$ от внешнего магнитного поля представлена на рис. 5b (кривая *1*). Насыщение кривой $\Delta\chi'(H)$ при $\sim 10$ кЭ (кривая *1*

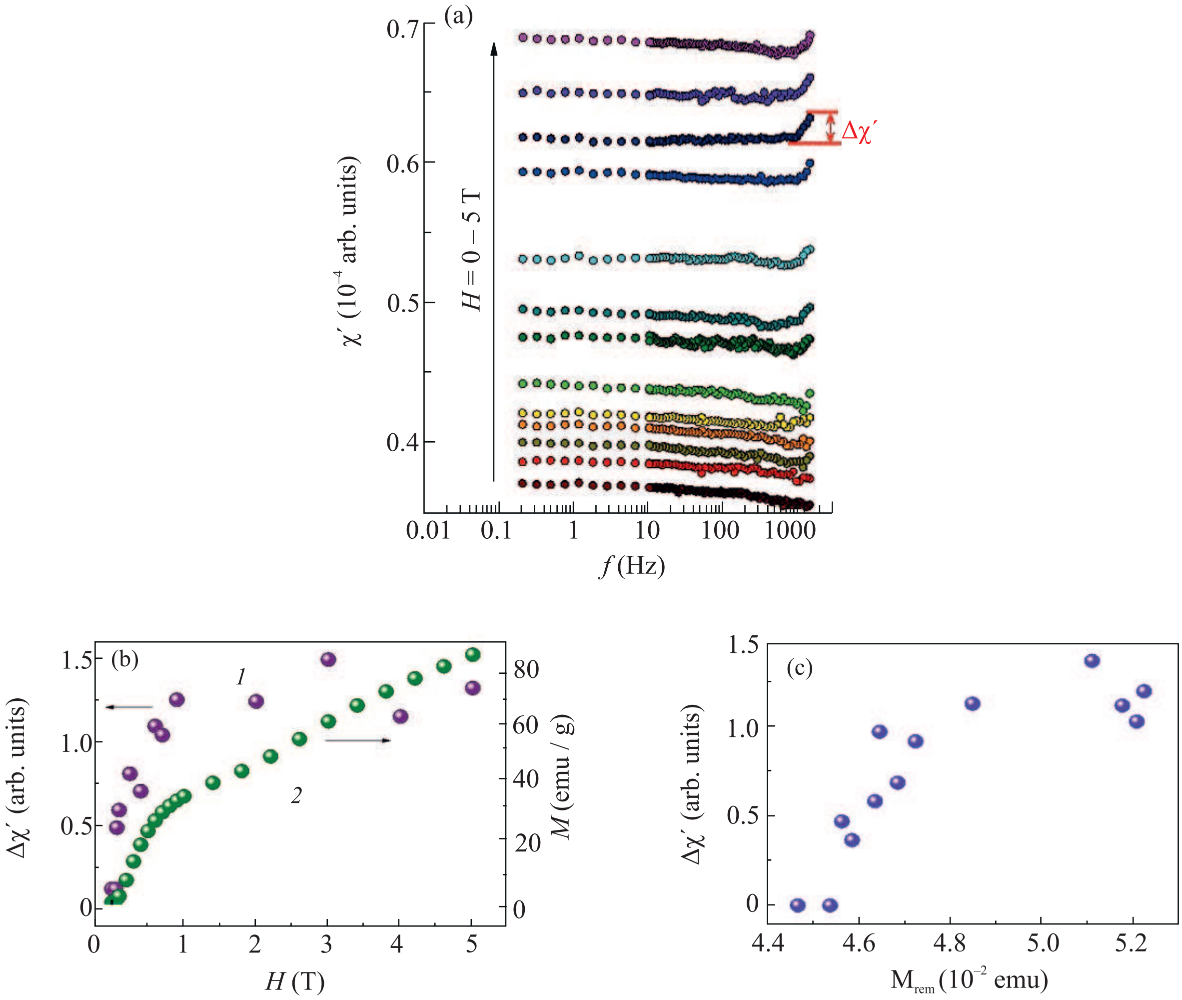


Рис. 5. (Цветной онлайн) (a) – Частотные зависимости действительной части магнитной восприимчивости $\chi'$ в смеси SIM и закрепленных эйкозаном микрочастиц, записанные в нулевом внешнем поле. Внешнее поле различной напряженности 0.5–50 кЭ прикладывалось на 5 мин и отключалось перед регистрацией этих зависимостей. (b) – Зависимость действительной восприимчивости $\Delta\chi'$ при 1400 Гц от магнитного поля, предварительно приложенного к смеси SIM с закрепленными микрочастицами и выключенного перед измерением (кривая *1*) и зависимость магнитного момента смеси от приложенного поля (кривая *2*). (c) – Зависимость прибавки действительной части магнитной восприимчивости $\Delta\chi'$ на частоте переменного поля 1400 Гц в нулевом поле от остаточного магнитного момента предварительно намагниченных микрочастиц

рис. 5b) совпадает с изменением наклона кривой намагничивания $M(H)$ (кривая *2* рис. 5b).

Мы также измерили остаточную намагниченность микрочастиц $M_{\rm rem}$ после приложения магнитного поля. В комплексах SIM остаточная намагниченность отсутствовала. Это давало возможность определить $M_{\rm rem}$, не вынимая образец из прибора, в композитной смеси комплекса с частицами. На рисунке 5c показан график зависимости $\Delta\chi'$ от остаточного магнитного момента смеси. Зависимость $\Delta\chi'(M_{\rm rem})$ возрастает по мере увеличения остаточной намагниченности ферромагнитных частиц $M_{\rm rem}$. Поскольку размагничивающее поле микрочастиц прямо пропорционально $M_{\rm rem}$, эта зависимость является свойством SIM, характеризующим сдвиг пика спиновой релаксации комплекса, как функцию внешнего поля.

В заключение заметим, что ферромагнитные композиты значительно меняют свойства материалов, инкорпорированных между ферромагнитными частицами. В частности, сообщалось о существенном увеличении аномального эффекта Холла [11–13], туннельной электрической проводимости [14], а также о получении композита, в котором инжекция электронных спинов с существенной поляризацией [15], и о многих других экспериментальных ситуациях, в которых наблюдается неаддитивное изменение свойств композита по сравнению с его исходными составляющими. В нашей работе достигнута модификация свойств одноионных магнитов, управляемых полем ферромагнитных частиц композита. Хотя в качестве отклика материала мы используем магнитную восприимчивость, описанная ситуация наиболее близка к явлениям, обнаруженным в [16] и рассмотренным в недавнем обзоре [17], посвященном особенностям электрического сопротивления, магнитосопротивления и аномального эффекта Холла в магнитных нанокомпозитах, а также мемристивных конденсаторных структурах на базе данных нанокомпозитов. Наличие диспергированных атомов в межгранульных зазорах делает композит удобной платформой для модификации свойств самых разных материалов.

**4. Выводы.**

*1.* Остаточное поле, создаваемое ансамблем закрепленных и незакрепленных микрочастиц высококоэрцитивного редкоземельного сплава $\sim 1$–4 кЭ достаточно для замедления спиновой релаксации в одноионных комплексах до частот $\sim 0.1$–1400 Гц, позволяющих обнаружить эту релаксацию в СКВИД магнетометре. В отсутствие внешнего магнитного поля в композитном материале на основе микрочастиц и порошка SIM при относительных объемных долях, обеспечивающих равномерность распределения порошка по поверхности микрочастиц, обнаруживаются характерные пики магнитной спиновой релаксации, которые в отсутствие микрочастиц обнаруживаются только во внешнем поле 3.2 кЭ.

*2.* Магнитная восприимчивость SIM, измеренная на фиксированной частоте и характеризующая долю комплексов с замедленной спиновой релаксацией, зависит от поля ферромагнитных микрочастиц и насыщается вместе с намагничиванием ферромагнитной среды.

*3.* Создан композитный материал, обеспечивающий проявление SIM свойств в отсутствии внешнего поля. Возможность регулировки остаточной намагниченности микрочастиц внешним полем универсальна и может быть использована для управления спиновой релаксацией в нанокомплексах различного происхождения. При этом комплексы SIM играют роль нанокомпаса, обнаруживающего локальные остаточные поля в стохастическом ансамбле микрочастиц.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 20-33-90256) и программы грантов Президента РФ для поддержки ведущих научных школ (грант 2644.2020.2), в рамках тематической карты Института проблем химической физики АААА-А19-119092390079-8.

Авторы благодарят С. М. Алдошина, Д. В. Корчагина за плодотворные обсуждения и И. Н. Щербакова, Ю. П. Туполову за предоставленный образец комплекса Co.

1. R. Mitsuhashi, K. S. Pedersen, T. Ueda, T. Suzuki, J. Bendix, and M. Mikuriya, Chem. Commun. **54**, 8869 (2018); https://doi.org/10.1039/C8CC04756A.
2. M. Mannini, F. Pineider, P. Sainctavit, C. Danieli, E. Otero, C. Sciancalepore, A. M. Talarico, M. Arrio, A. Cornia, D. Gatteschi, and R. Sessoli, Nat. Mater. **8**, 194 (2009); https://doi.org/10.1038/nmat2374.
3. M. Leuenberger and D. Loss, Nature **410**, 789 (2001); https://doi.org/10.1038/35071024.
4. R. Sessoli, D. Gatteschi, A. Caneschi, and M. A. Novak, Nature **365**, 141 (1993); https://doi.org/10.1038/365141a0.
5. Y. S. Meng, S. D. Jiang, B. W. Wang, and S. Gao, Acc. Chem. Res. **49**, 2381 (2016); https://doi.org/10.1021/acs.accounts.6b00222.
6. G. A. Craig and M. Murrie, Chem. Soc. Rev. **44,** 2135 (2015); https://doi.org/10.1039/C4CS00439F.
7. Y. P. Tupolova, I. N. Shcherbakov, L. D. Popov, V. E. Lebedev, V. V. Tkachev, K. V. Zakharov, A. N. Vasiliev, D. V. Korchagin, A. V. Palii, and S. M. Aldoshin, Dalton Trans. **48**, 6960 (2019); https://doi.org/10.1039/C9DT00770A.
8. E. N. Kablov, O. G. Ospennikova, V. P. Piskorskii, E. I. Kunitsyna, A. D. Talantsev, and R. B. Morgunov, IEEE Transactions on Magnetics **52**, 2102012 (2016); https://doi.org/10.1134/S1063783416060184.
9. P. Mendoza Zélis, V. Vega, V. M. Prida, L. C. Costa-Arzuza, F. Beron, K. R. Pirota, R. López-Ruiz, and F. H. Sánchez, Phys. Rev. B **96**, 174427 (2017); https://doi.org/10.1103/PhysRevB.96.174427
10. F. H. Sánchez, P. Mendoza Zelis, M. L. Arciniegas, G. A. Pasquevich, and M. B. Fernández van Raap, Phys. Rev. B **95**, 134421 (2017); https://doi.org/10.1103/PhysRevB.95.134421.
11. Б. А. Аронзон, Д. Ю. Ковалев, А. Н. Лагарьков, Е. З. Мейлихов, В. В. Рыльков, М. В. Седова, N. Negre, M. Goiran, and J. Leotin, Письма в ЖЭТФ **70**, 87 (1999).
12. Ю. О. Михайловский, Д. Е. Меттус, А. П. Казаков, В. Н. Прудников, Ю. Е. Калинин, А. С. Ситников, А. Гербер, Д. Бартов, А. Б. Грановский, Письма в ЖЭТФ **97**, 544 (2013).
13. Б. А. Аронзон, А. Б. Грановский, Д. Ю. Ковалев, Е. З. Мейлихов, В. В. Рыльков, М. А. Седова, Письма в ЖЭТФ **71**, 687 (2000).

14. М. А. Кожушнер, Л. И. Трахтенберг, ЖЭТФ **138**, 1144 (2010).
15. А. С. Борухович, Н. И. Игнатьева, А. И. Галяс, С. С. Дорофейчик, К. И. Янушкевич, Письма в ЖЭТФ **84**, 592 (2006).
16. К. Э. Никируй, А. В. Емельянов, В. В. Рыльков, А. В. Ситников, В. А. Демин, Письма в ЖТФ **45**, 19 (2019).
17. В. В. Рыльков, А. В. Емельянов, С. Н. Николаев, К. Э. Никируй, А. В. Ситников, Е. А. Фадеев, В. А. Демин, А. Б. Грановский, ЖЭТФ **158**, 164 (2020).