

05

Влияние хиральности на динамику доменных стенок в молекулярном ферритмагнетике $[\text{Mn}^{\text{II}}(\text{HL-pn})(\text{H}_2\text{O})][\text{Mn}^{\text{III}}(\text{CN})_6] \cdot 2\text{H}_2\text{O}$

© Ф.Б. Мушенок¹, Р.Б. Моргунов¹, О.В. Коплак², М.В. Кирман¹¹ Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Московская обл., Россия² Киевский национальный университет, Киев, Украина

E-mail: mushenokf@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 28 сентября 2011 г.)

Разделены вклады режимов переключения, скольжения, ползучести и дебаевской релаксации закрепленных доменных стенок в низкочастотные магнитные свойства хирального и рацемического молекулярных ферритмагнетиков $[\text{Mn}^{\text{II}}(\text{HL-pn})(\text{H}_2\text{O})][\text{Mn}^{\text{III}}(\text{CN})_6] \cdot 2\text{H}_2\text{O}$. Обнаружено влияние хиральности атомной и спиновой структур на температуру перехода от режима скольжения к ползучести и от ползучести к режиму дебаевской релаксации. В хиральных кристаллах переход в режим ползучести наблюдается при $T = 7\text{ K}$, а в режим дебаевской релаксации — при $T = 5\text{ K}$. В рацемических кристаллах эти переходы наблюдаются при $T = 13$ и 9 K соответственно при прочих равных условиях.

Работа поддержана грантом РФФИ № 10-03-00314а.

1. Введение

Синтез молекулярных магнетиков открывает широкие возможности для управления магнитными свойствами твердых тел путем блочного конструирования и контролируемого дизайна атомной и спиновой структур. На этом пути в хиральных кристаллах были обнаружены магнитохиральный дихроизм [1], солитоноподобные спиновые возбуждения [2], спин-волновая неустойчивость, индуцированная микроволновым полем [3] и нелинейные гармоники магнитной восприимчивости [4]. Необходимым условием спиновой хиральности является наличие взаимодействия, служащего посредником между хиральной атомной и спиновой структурами; таким взаимодействием может быть антисимметричное обменное взаимодействие Дзялошинского–Мория [5–7] или одноионная анизотропия [8,9]. В [8] сообщалось о синтезе хирального молекулярного ферритмагнетика $[\text{Mn}^{\text{II}}(\text{HL-pn})(\text{H}_2\text{O})][\text{Mn}^{\text{III}}(\text{CN})_6] \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ (Brown Needle — *BN*) с хиральным лигандом 1,2-диаминопропаном (*L-pn*). Кристаллическая структура этого соединения подобна структуре хиральных молекулярных ферритмагнетиков $[\text{Cr}(\text{CN})_6][\text{Mn}(\text{S})-\text{pnH}(\text{H}_2\text{O})](\text{H}_2\text{O})$, полученных ранее, с тем отличием, что ионы Cr^{3+} заменены на ионы Mn^{3+} . Такая замена приводит к тому, что проводником (посредником) спиновой хиральности становится не антисимметричный обмен Дзялошинского–Мория, а спин-орбитальное взаимодействие ионов Mn^{3+} . В работе [9] было обнаружено различие температурных зависимостей спектров электронного спинового резонанса ионов Mn^{3+} в хиральных и рацемических кристаллах *BN*. Влияние хиральности на спектры ЭПР объясняется сильным спин-орбитальным взаимодействием иона Mn^{3+} ($\lambda = 90\text{ cm}^{-1}$). В результате ориентация спинов зависит от локального кристаллического поля,

задаваемого в свою очередь атомной структурой. Хиральность атомной и спиновой структур влияет на статические магнитные свойства кристаллов *BN*. Например, коэрцитивная сила для хиральных образцов H_c равна 120 Oe , а для рацемических — 690 Oe [8]. Наряду с тривиальными причинами, обусловленными различием дефектного состава, это различие может быть связано с изменением динамики доменных стенок в хиральных и рацемических кристаллах. Статические [8] и высокочастотные динамические [9] магнитные свойства *BN* не позволяют судить о низкочастотной спиновой динамике, обусловленной движением доменных стенок. Динамика доменных стенок определяется как случайным полем дефектов [10], так и рельефом Пайерлса [11]. Можно предполагать, что хиральность кристаллов влияет на динамику доменных стенок, поскольку она определяется локальными кристаллическими полями, управляемыми одноионной анизотропией ионов Mn^{3+} и хиральной координацией этих ионов. Поэтому целью настоящей работы является исследование низкочастотных ($\nu \sim 1-10^3\text{ Hz}$) магнитных свойств кристаллов *BN*, чувствительных к движению доменных стенок, а также сравнительный анализ различных режимов динамики доменных стенок в хиральных и рацемических кристаллах.

2. Методика

Методика синтеза кристаллов $[\text{Mn}^{\text{II}}(\text{HL-pn}) \times (\text{H}_2\text{O})][\text{Mn}^{\text{III}}(\text{CN})_6] \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ подробно описана в [8]. Кристаллы *BN* образованы чередованием квазидвумерной сетки ионов Mn^{2+} и Mn^{3+} (рис. 1), связанных между собой цианидными мостиками $-\text{CN}-$. Отдельные слои связаны между собой силами Ван-дер-Ваальса. В межслоевом пространстве расположен

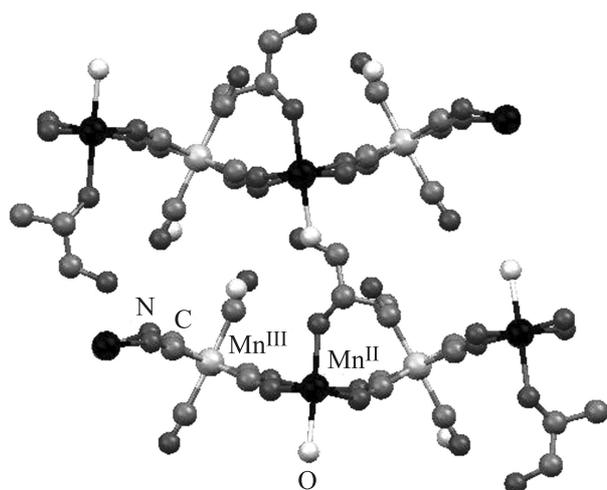


Рис. 1. Проекция атомной структуры кристаллов *BN-S* на плоскость *ab* [4].

хиральный лиганд *L-pn*. Асимметричный элемент структуры кристаллов *BN* образован катионом $(\text{Mn}^{\text{II}} - (\text{H}(\text{R}/\text{S})\text{-pn})(\text{H}_2\text{O}))^{2+}$, анионом $(\text{Mn}^{\text{III}}(\text{CN})_6)^{3-}$ и молекулой воды в решетке. В настоящей работе исследованы как хиральные *BN-S* (*S-pn*) и *BN-R* (*R-pn*), так и рацемические *BN-rac* (*R/S-pn*) образцы. Хиральные кристаллы *BN-R* и *BN-S* являются зеркальными (правым и левым) изомерами с пространственной группой $P2_12_12_1$. Рацемические кристаллы *BN-rac* образованы последовательностью правых и левых двумерных сеток с пространственной группой $P2_1/m$.

Статические и высокочастотные динамические магнитные свойства хиральных и рацемических кристаллов *BN* были подробно исследованы в [8,9]. Установлено, что температурная зависимость магнитной восприимчивости кристаллов *BN* в диапазоне $T = 100\text{--}300\text{ K}$ описывается законом Кюри–Вейсса $\chi = C/(T - \Theta)$, где $\Theta = -56\text{ K}$ — парамагнитная температура Вейсса. Ниже температуры Кюри T_c , равной 21.2 K для *BN-R*, *BN-S* и 20.8 K для *BN-rac*, наблюдается ферромагнитное упорядочение, обусловленное косвенным антиферромагнитным взаимодействием ионов Mn^{2+} и Mn^{3+} .

В настоящей работе для измерения динамической магнитной восприимчивости χ_{AC} использован СКВИД-магнитометр MPMS 5XL Quantum Design. Частота переменного магнитного поля ν_{AC} изменялась в диапазоне от 1 до 1400 Hz. Узкий частотный диапазон СКВИД-магнитометра не позволял наблюдать все режимы движения доменных стенок при прочих равных условиях. Поэтому их исследование производилось при двух значениях переменного магнитного поля $h_{\text{AC}} = 4$ и 0.1 Oe и различных температурах. В процессе измерения переменное магнитное поле h_{AC} поддерживалось с точностью 0.01 Oe , а температура образца — с точностью 0.1 K .

3. Экспериментальные результаты

Температурные и частотные зависимости магнитной восприимчивости $\chi_{\text{AC}} = \chi' + i\chi''$ в хиральных кристаллах *BN-R* и *BN-S* идентичны. На частоте $\nu_{\text{AC}} = 1400\text{ Hz}$ понижение температуры от комнатной до $\sim 25\text{ K}$ приводит к плавному увеличению действительной части магнитной восприимчивости χ' в соответствии с законом Кюри–Вейсса. Мнимая часть χ'' в районе $T = 300\text{--}25\text{ K}$ равна нулю с точностью проведения эксперимента. Ниже температуры магнитного упорядочения T_c при

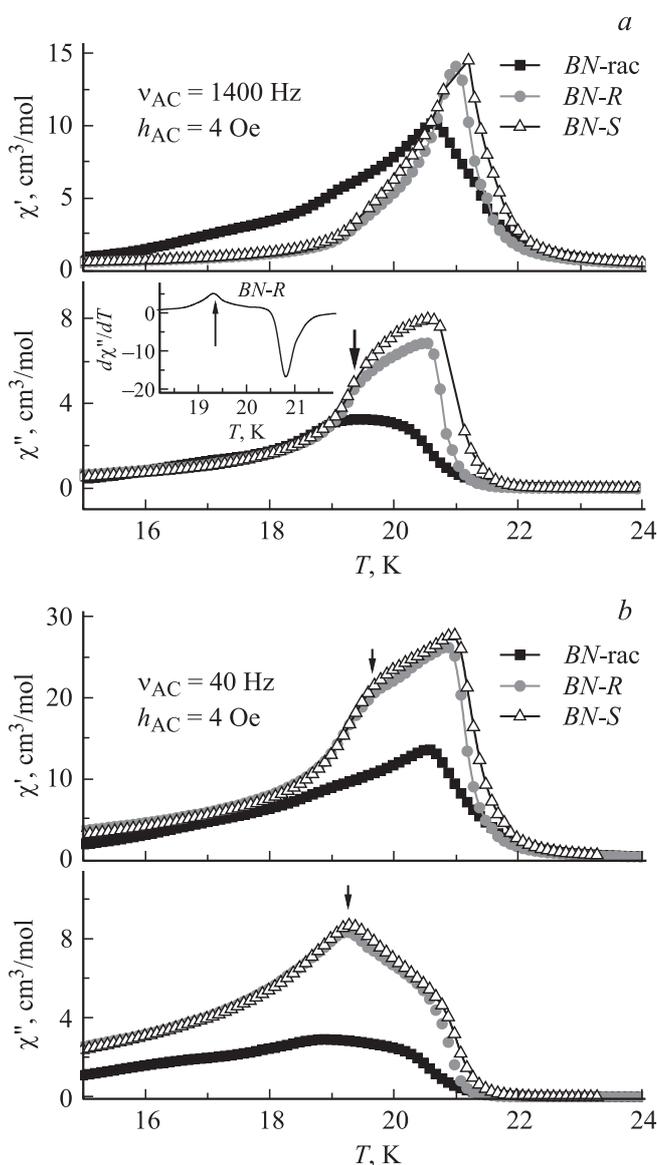


Рис. 2. Зависимость действительной χ' и мнимой χ'' частей магнитной восприимчивости кристаллов *BN-R*, *BN-S* и *BN-rac* от температуры T на частоте переменного магнитного поля $\nu_{\text{AC}} = 1400$ (а) и 40 Hz (б). Стрелками отмечено положение дополнительного максимума. На вставке — температурная зависимость производной $d\chi''/dT$ для кристаллов *BN-R*, $\nu_{\text{AC}} = 1400\text{ Hz}$.

$\nu_{AC} = 1400$ Hz на зависимостях $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$ наблюдается интенсивный максимум, который будем называть основным (рис. 2, a). Дальнейшее понижение температуры приводит к монотонному убыванию χ' и χ'' . При $T = 19.5$ K на кривой $\chi''(T)$ наблюдается перегиб, что свидетельствует о наличии второго (дополнительного) максимума на зависимостях $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$. Подтверждением существования дополнительного максимума является наличие на зависимостях $d\chi'/dT$ и $d\chi''/dT$ пика в области $T = 19$ K (см. вставку на рис. 2, a). Уменьшение частоты переменного магнитного поля ν_{AC} вызывает следующие изменения зависимостей $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$ хиральных кристаллов BN: 1) увеличивается амплитуда χ'_{max} основного максимума на зависимости $\chi'(T)$ (рис. 3); 2) увеличивается амплитуда дополнительного максимума на зависимостях $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$. Она становится сравнимой с амплитудой основного максимума при уменьшении частоты ν_{AC} от 1400 до 40 Hz (рис. 2, b).

С целью разделения режимов движения доменных стенок в кристаллах BN полученные экспериментальные результаты были проанализированы с помощью диаграммы Коула–Коула (зависимость мнимой части магнитной восприимчивости χ'' от ее действительной части χ' [12]). В хиральных кристаллах BN-R и BN-S при температуре $T = 20$ K с увеличением частоты ν_{AC} от 1 до 40 Hz (т.е. с уменьшением χ') наблюдается возрастание χ'' , и при $\nu_{AC} = 40$ Hz происходит перегиб зависимости $\chi''(\chi')$ (рис. 4, a). Дальнейшее увеличение частоты ν_{AC} приводит к убыванию χ'' . При тех же условиях ($T \sim 20$ K, $\nu_{AC} = 40$ Hz) на зависимостях $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$ наблюдается интенсивный дополнительный максимум (рис. 2, b). Следовательно, перегиб на зависимости $\chi''(\chi')$ и дополнительный максимум на зависимостях $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$ соответствуют одному и тому же физическому процессу.

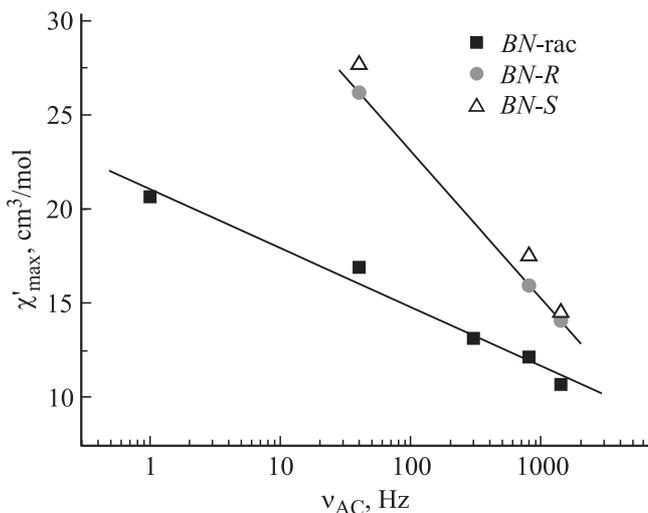


Рис. 3. Зависимость максимального значения магнитной восприимчивости χ'_{max} кристаллов BN-R, BN-S, BN-rac от частоты переменного магнитного поля ν_{AC} ; $h_{AC} = 4$ Oe. Сплошные линии проведены для облегчения восприятия.

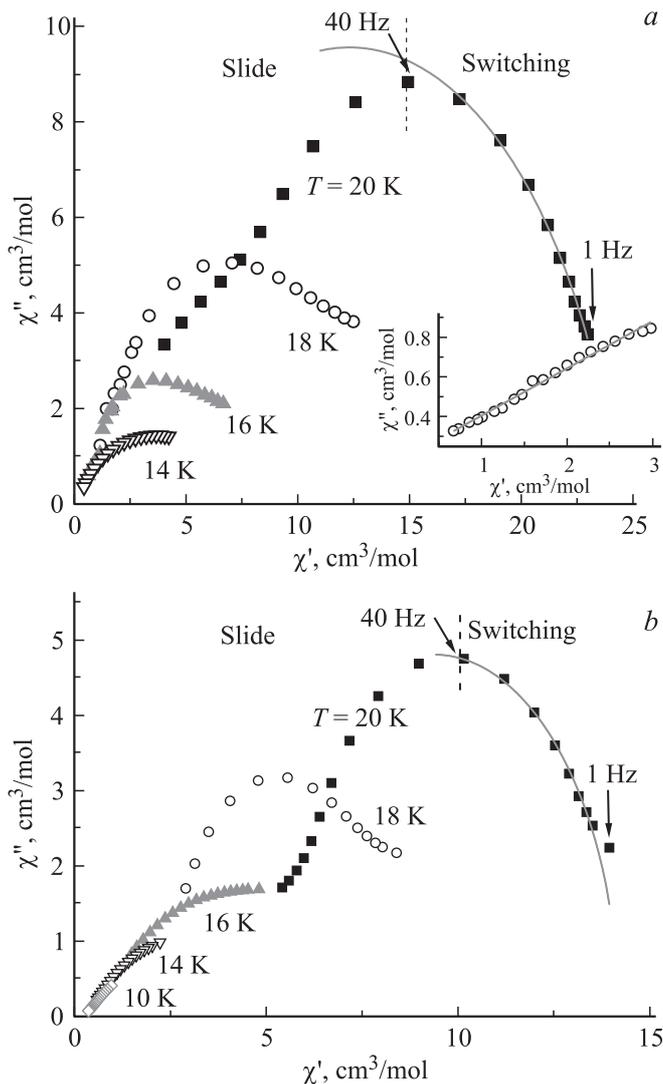


Рис. 4. Зависимости $\chi''(\chi')$ кристаллов BN-R (a) и BN-rac (b) при температурах $T \geq 10$ K; $h_{AC} = 4$ Oe. Сплошными линиями показана аппроксимация выражением (2). На вставке — зависимость $\chi''(\chi')$ кристаллов BN-R при $T = 16$ K и $h_{AC} = 0.1$ Oe. Сплошной линией показана аппроксимация выражением (4).

С понижением температуры экспериментальные точки зависимости $\chi''(\chi')$, полученные в том же частотном диапазоне $\nu_{AC} = 1 - 1400$ Hz, смещаются к началу координат, что обусловлено уменьшением магнитной восприимчивости χ_{AC} . В частности, перегиб зависимости $\chi''(\chi')$ с понижением температуры смещается и при $T = 12$ K оказывается в области $\nu_{AC} < 1$ Hz, недоступной для измерений в наших экспериментах. Дальнейшее понижение температуры приводит к сглаживанию зависимости $\chi''(\chi')$ и ее вырождению в прямую линию (рис. 5, a). При температуре, меньшей 6 K, на зависимости $\chi''(\chi')$ в области высоких частот (слева) образуется подъем (см. вставку на рис. 5, a).

Теперь рассмотрим частотные и температурные зависимости магнитной восприимчивости рацемических

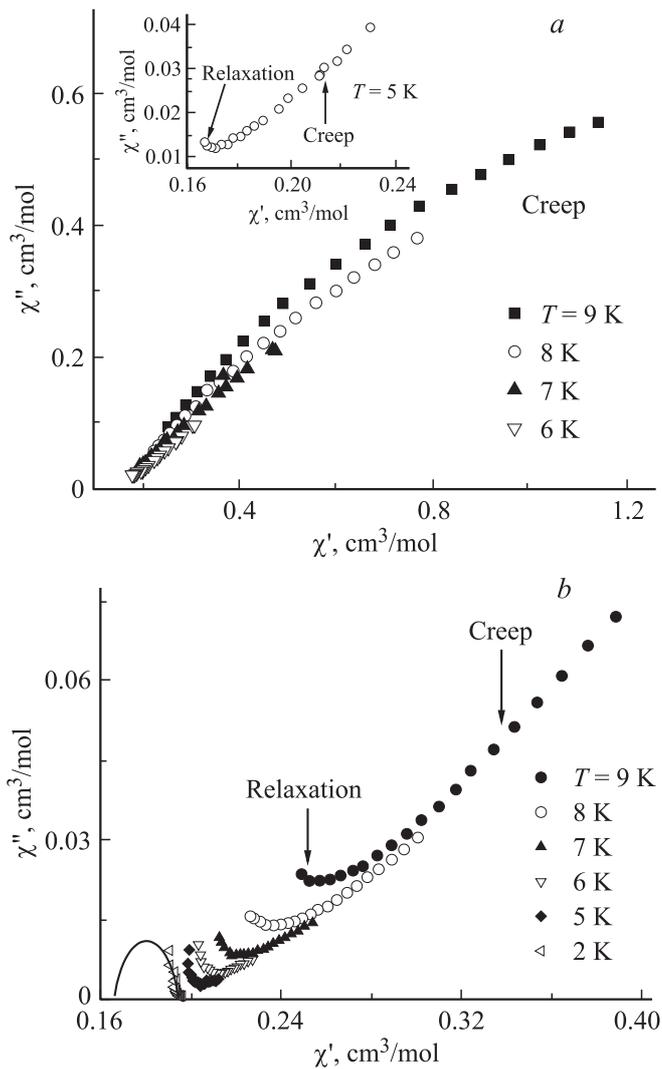


Рис. 5. Зависимости $\chi''(\chi')$ кристаллов *BN-R* (a) и *BN-газ* (b) при различных температурах $T \leq 9$ К; $h_{AC} = 4$ Ое. На вставке — зависимость $\chi''(\chi')$ кристаллов *BN-R* при $T = 5$ К.

кристаллов *BN-газ*. Ниже температуры магнитного упорядочения T_c зависимости $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$ рацемических кристаллов *BN-газ* имеют несколько отличий от аналогичных зависимостей для хиральных кристаллов *BN-R* и *BN-S* (рис. 2): 1) в рацемических кристаллах *BN-газ* максимумы зависимостей $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$ наблюдаются при более низкой температуре, чем в хиральных кристаллах *BN-R* и *BN-S* (рис. 2); 2) в рацемических кристаллах *BN-газ* амплитуда основного максимума χ'_{max} меньше, чем в *BN-R* и *BN-S* (рис. 3); 3) с понижением температуры действительная χ' и мнимая χ'' составляющие магнитной восприимчивости кристаллов *BN-газ* убывают более плавно по сравнению с хиральными кристаллами (рис. 2).

Зависимость $\chi''(\chi')$ рацемических кристаллов *BN-газ* (рис. 4, b) в интервале температур $T = 16–20$ К совпадает с аналогичными зависимостями для хиральных кристаллов *BN-R* и *BN-S* (рис. 4, a). Ниже $T = 16$ К

зависимости $\chi''(\chi')$ рацемических кристаллов *BN-газ* отличаются от аналогичных зависимостей хиральных кристаллов *BN-R* и *BN-S*: 1) в рацемических кристаллах точка перегиба зависимости $\chi''(\chi')$ оказывается недоступной для наблюдения при $T \leq 14$ К, в то время как в хиральных кристаллах это происходит при $T \leq 12$ К; 2) сглаживание зависимости $\chi''(\chi')$ кристаллов *BN-газ* происходит при $T \leq 13$ К. В хиральных кристаллах сглаживание наблюдается при $T \leq 7$ К; 3) в рацемических кристаллах подъем слева в высокочастотной части $\chi''(\chi')$ возникает при температуре $T = 9$ К. В хиральных кристаллах такой подъем возникает при $T = 5$ К.

Таким образом, наблюдается влияние хиральности на температурные и частотные зависимости динамической магнитной восприимчивости χ_{AC} кристаллов *BN*. В отличие от коэрцитивной силы параметры Коула–Коула не зависят от случайных факторов (таких как концентрация дефектов). Они характеризуют динамику доменных стенок, которая оказывается различной в хиральных и рацемических кристаллах. Рассмотрим возможные причины этого эффекта.

4. Обсуждение

В хиральных кристаллах *BN* температура основного максимума $\chi'(T)$ не зависит от частоты ν_{AC} . Следовательно, наличие пиков на зависимостях $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$ обусловлено дальним ферромагнитным упорядочением и отражает динамику доменных стенок. Этот вывод следует также из данных о магнитном моменте насыщения кристаллов *BN* [8].

Наличие диссипативной части χ'' магнитной восприимчивости в магнитоупорядоченных материалах обусловлено потерями энергии на движение доменных стенок под действием переменного магнитного поля h_{AC} , а максимумы на зависимостях $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$ характеризуют динамические свойства доменных стенок. Режим движения доменных стенок определяется температурой T , амплитудой h_{AC} и частотой ν_{AC} переменного магнитного поля. В ферро- и ферримагнетиках известны следующие режимы движения доменных стенок (рис. 6), которые различают на диаграмме Коула–Коула $\chi''(\chi')$ [13].

1) Дебаевская релаксация доменных стенок в потенциальной яме, образованной точками закрепления стенок дефектами структуры. Вклад дебаевской релаксации в магнитную восприимчивость равен [14]

$$\chi_{AC}(\omega) = \chi_S + \frac{\chi_S - \chi_0}{1 + (i\omega\tau_r)^{1-\alpha}}, \quad (1)$$

где $\omega = 2\pi\nu_{AC}$, χ_0 и χ_S — изотермическая ($\omega \rightarrow 0$) и адиабатическая ($\omega \rightarrow \infty$) магнитные восприимчивости соответственно, τ_r — время релаксации доменной стенки, α — показатель полидисперсности, который характеризует ширину статистического распределения времен релаксации τ_r . Предельный случай $\alpha = 0$ соответствует

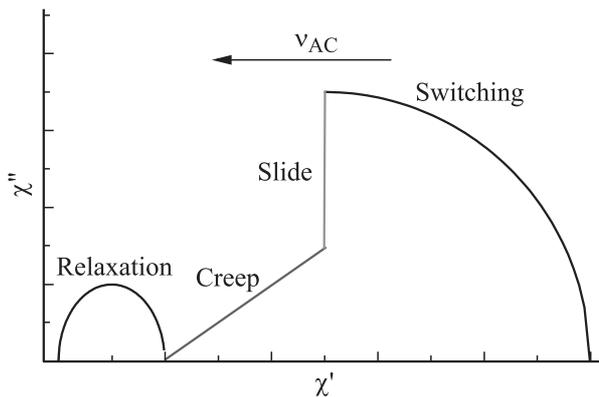


Рис. 6. Схематическое изображение зависимости $\chi''(\chi')$ для различных режимов движения доменных стенок: дебаевской релаксации (relaxation), ползучести (creep), скольжения (slide) и переключения (switching) [13].

релаксации дебаевского типа с монодисперсным значением τ_r . Другой предельный случай $\alpha = 1$ соответствует бесконечно широкому распределению времени релаксации τ_r . В координатах $\chi''(\chi')$ дебаевской релаксации соответствует полуокружность, описываемая уравнением

$$\chi''(\chi') = -\frac{\chi_0 - \chi_s}{2 \tan[0.5(1 - \alpha)\pi]} + \left\{ (\chi' - \chi_s)(\chi_0 - \chi') + \frac{(\chi_0 - \chi_s)^2}{4 \tan^2[0.5(1 - \alpha)\pi]} \right\}^2. \quad (2)$$

Эта окружность пересекает ось абсцисс в точках χ_0 и χ_s . Точки на вершине полуокружности $\chi''(\chi')$ соответствуют условию $2\pi\nu_{AC} = 1/\tau_r$.

2) Режим ползучести — термоактивированное открепление доменных стенок и их движение через потенциальный барьер [15]. Магнитная восприимчивость в этом режиме описывается выражением [16]

$$\chi_{AC}(\omega) = \chi_\infty \left[1 + \frac{1}{(i\omega\tau_c)^\beta} \right], \quad (3)$$

где τ_c — время релаксации режима ползучести, β — дисперсия времен релаксации τ_c . На зависимости $\chi''(\chi')$ этому режиму соответствует монотонно возрастающий участок, описываемый уравнением вида

$$\chi'' = (\chi' - \chi_\infty) \tan(0.5\pi\beta). \quad (4)$$

3) Режим скольжения — надбарьерное движение доменных стенок. В идеальной модели режиму скольжения соответствует вертикальная зависимость $\chi''(\chi')$, что связано с отсутствием вклада режима скольжения в действительную часть магнитной восприимчивости χ' (рис. 6). Существование различных режимов движения доменных стенок в реальных кристаллах приводит к тому, что режиму скольжения соответствует монотонно возрастающая зависимость $\chi''(\chi')$ с наклоном, большим, чем в режиме ползучести [17].

4) Режим переключения — процесс полного перемагничивания образца за счет смещения доменных стенок. Наблюдается на малых частотах ν_{AC} , когда пробег доменных стенок сравним с размерами доменов, за полупериод переменного поля происходит исчезновение доменов с невыгодной ориентацией магнитного момента. В координатах $\chi''(\chi')$ этому режиму соответствует четверть окружности (рис. 6), описываемая уравнением (2) с параметром $\alpha = 0$ [15].

Рассмотрим наши экспериментальные данные с точки зрения приведенной классификации. В хиральных кристаллах *BN-R* и *BN-S* в диапазоне температур $T = 20-16$ К полуокружность сменяется плавным убыванием χ'' в области высоких частот (рис. 4, а). Поскольку квазилинейный участок оказывается слева от полуокружности, можно предположить, что при данной температуре наблюдается переключение магнитных доменов, переходящее в скольжение. Аппроксимация низкочастотного участка выражением (1) с параметром $\alpha = 0$, описывающим вклад процесса переключения в магнитную восприимчивость, позволила определить время переключения $\tau_s = 2.3$ мс при $T = 20$ К. Соответственно перегиб слева на зависимости $\chi''(\chi')$ соответствует переходу в режим скольжения. Исчезновение перегиба на зависимости $\chi''(\chi')$ при понижении температуры до $T = 12$ К связано с возрастанием коэрцитивной силы, которая препятствует переключению доменов. Поэтому точка перегиба смещается в область более низких частот $\nu_{AC} < 1$ Hz, недоступную в наших экспериментах.

С увеличением частоты ν_{AC} режим скольжения доменных стенок должен переходить в режим ползучести, а затем в режим дебаевской релаксации (рис. 6). В наших экспериментах в интервале температур $T = 16-20$ К при амплитуде переменного поля $h_{AC} = 4$ Ое на зависимости $\chi''(\chi')$ отсутствуют участки, соответствующие этим режимам. Это может быть обусловлено тем, что режимы ползучести и дебаевской релаксации находятся в области частот $\nu_{AC} > 1.4$ kHz, недоступных в используемой модели магнитометра. Поэтому для наблюдения ползучести и релаксации доменных стенок был использован следующий факт. Процессы переключения и скольжения доменных стенок наблюдаются только в том случае, когда внешнее магнитное поле h_{AC} превышает пороговое значение, необходимое для преодоления закрепляющих сил. Если h_{AC} меньше порогового значения, то возможно наблюдение только термоактивируемых процессов ползучести и дебаевской колебательной релаксации сегментов доменных стенок, не связанной с преодолением потенциального барьера. Таким образом, с уменьшением амплитуды переменного поля h_{AC} процессы скольжения и переключения должны переходить сначала в режим ползучести, а затем в режим релаксации. Поэтому были получены частотные зависимости $\chi'(\nu_{AC})$, $\chi''(\nu_{AC})$ при $h_{AC} = 0.1$ Ое. Установлено, что при $h_{AC} = 0.1$ Ое зависимость $\chi''(\chi')$ является линейной (см. вставку на рис. 4, а), описывается уравнением (4) и соответствует режиму ползучести доменных стенок.

Следовательно, предположение о том, что в переменном поле $h_{AC} = 4$ Ое движение доменных стенок связано с процессами переключения и скольжения, подтверждается тем, что в слабом поле $h_{AC} = 0.1$ Ое движение доменных стенок обусловлено процессами ползучести.

С понижением температуры ниже 10 К зависимость $\chi''(\chi')$ сглаживается и при $T = 7$ К становится линейной (рис. 5, а). Такая квазилинейная зависимость соответствует режиму ползучести доменных стенок и описывается уравнением (4). Дальнейшее понижение температуры ниже 6 К приводит к образованию на высокочастотной части зависимости $\chi''(\chi')$ подъема слева. Поскольку с повышением частоты режим ползучести доменных стенок обычно переходит в дебаевский релаксационный режим (рис. 6), мы связываем наблюдаемый подъем с переходом к дебаевскому релаксационному движению доменных стенок.

Таким образом, в интервале температур $T = 16$ – 20 К при амплитуде переменного поля $h_{AC} = 4$ Ое динамика доменных стенок в хиральных кристаллах $BN-R$ и $BN-S$ на низких частотах (~ 1 – 10 Hz) обусловлена переключением доменов, а на высоких частотах (~ 0.1 – 1 kHz) — скольжением доменных стенок. При температурах $T = 7$ – 16 К динамика доменных стенок связана только с их скольжением, а при $T = 7$ К наблюдается переход в режим ползучести. Дебаевская релаксация доменных стенок наблюдается при $T \leq 5$ К.

В рацемических кристаллах BN -гас зависимости $\chi''(\chi')$ при $T = 20$ – 14 К практически идентичны зависимостям $\chi''(\chi')$ для хиральных кристаллов $BN-R$ и $BN-S$, т.е. хиральность кристаллической и спиновой структур не влияет на режимы переключения и скольжения. Сглаживание зависимости $\chi''(\chi')$ и переход к режиму ползучести в рацемических кристаллах наблюдается при температуре $T = 13$ К. Подъем в области высоких частот, обусловленный дебаевской релаксацией доменных стенок, возникает при температуре $T = 9$ К (рис. 5, б). Таким образом, в рацемических кристаллах BN -гас переходы к режиму ползучести и дебаевскому режиму происходят при больших температурах, чем в хиральных кристаллах $BN-R$ и $BN-S$. Температура магнитного упорядочения хиральных и рацемических кристаллов различается на 0.4 К, что на порядок величины меньше, чем наблюдаемое различие температур переходов между режимами движения доменных стенок в этих кристаллах. Различия в режимах перемещения доменных стенок в хиральных и рацемических кристаллах свидетельствуют о чувствительности динамики доменных стенок к кристаллическим полям. Одним из возможных объяснений может быть различие рельефа Пайерлса в указанных кристаллах.

5. Заключение

В хиральном и рацемическом молекулярных ферри-магнетиках $[Mn^{II}(HL-pn)(H_2O)][Mn^{III}(CN)_6] \cdot 2H_2O$ раз-

делены вклады режимов переключения, скольжения, ползучести и дебаевской релаксации доменных стенок в низкочастотную спиновую динамику. Обнаружено влияние хиральности на температуры переходов от режима скольжения к режиму ползучести и от режима ползучести к режиму релаксации. В хиральных кристаллах температуры этих переходов равны 7 и 5 К, соответственно. В рацемических кристаллах эти переходы наблюдаются при больших температурах: соответственно 13 и 9 К. Хиральность кристаллов не влияет на режимы переключения и скольжения доменных стенок.

Список литературы

- [1] C. Train, R. Cheorghie, V. Krstic, L. Chamoreau, N.S. Ovanesyan, G.L.J.A. Rikken, M. Gruselle, M. Verdaguer. *Nature Mater.* **7**, 729 (2008).
- [2] R.B. Morgunov, M.V. Kirman, K. Inoue, Y. Tanimoto, J. Kishine, A.C. Ovchinnikov, O. Kazakova. *Phys. Rev. B* **77**, 184419 (2008).
- [3] Р.Б. Моргунов, Ф.Б. Мушенок. *Письма в ЖЭТФ* **90**, 29 (2009).
- [4] M. Mito, K. Iriguchi, H. Deguchi, J. Kishine, K. Kikuchi, H. Ohsumi, Y. Yoshida, K. Inoue. *Phys. Rev. B* **79**, 012406 (2009).
- [5] Р.Б. Моргунов, В.Л. Бердинский, М.В. Кирман, К. Иное, Ж. Кишине, И. Йошида, И. Танимото. *Письма в ЖЭТФ* **84**, 524 (2006).
- [6] И.В. Блохин, А.С. Маркосян, Р.Б. Моргунов, К. Inoue, Y. Tanimoto, Y. Yoshida. *ФТТ* **47**, 2019 (2005).
- [7] Р.Б. Моргунов, Ф.Б. Мушенок. *ФТТ* **51**, 1951 (2009).
- [8] W. Kaneko, S. Kitagawa, M. Ohba. *J. Am. Chem. Soc.* **129**, 248 (2007).
- [9] Р.Б. Моргунов, Ф.Б. Мушенок, М.В. Кирман. *ФТТ* **50**, 1252 (2008).
- [10] I.F. Lyuksyutov, T. Nattermann, V. Pokrovsky. *Phys. Rev. B* **59**, 4260 (1999).
- [11] K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Dubonos, E.W. Hill, I.V. Grigorieva. *Nature* **426**, 812 (2003).
- [12] K.S. Cole, R.H. Cole. *J. Chem. Phys.* **9**, 341 (1941).
- [13] W. Kleemann. *Ann. Rev. Mater. Res.* **37**, 415 (2007).
- [14] O. Petracic, S. Sahoo, Ch. Binek, W. Kleemann, J.B. Sousa, S. Cardoso, P.P. Freitas. *Phase Trans.* **76**, 367 (2003).
- [15] T. Nattermann, V. Pokrovsky, V.M. Vinokur. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 197005 (2001).
- [16] X. Chen, O. Sichel Schmidt, W. Kleemann, O. Petracic, Ch. Binek, J.B. Sousa, S. Cardoso, P.P. Freitas. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 137203 (2002).
- [17] O. Petracic, A. Glatz, W. Kleemann. *Phys. Rev. B* **70**, 214432 (2004).