Письма в ЖЭТФ, том 114, вып. 1, с. 24 – 30 © 2021 г. 10 июля

Неоднородное магнитное состояние тонких пленок $YFeO_3$ по данным ЯМР спектроскопии

В. В. Оглобличев[1]*, В. И. Изюров, Ю. В. Пискунов, А. Г. Смольников, А. Ф. Садыков, С. А. Чупраков, С. С. Дубинин, С. В. Наумов, А. П. Носов*

Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения РАН, 620108 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 16 апреля 2021 г.
После переработки 24 мая 2021 г.
Принята к публикации 28 мая 2021 г.

Методами спектроскопии ядерного магнитного резонанса исследованы особенности магнитного состояния антиферромагнитных пленок $YFeO_3$ термообработанных в атмосферах кислорода и воздуха. Обнаружено существенно неоднородное распределение локальных магнитных полей с характерными масштабами порядка межатомного расстояния. Установлено, что в исследованных пленках $YFeO_3$ присутствуют две магнитно неэквивалентные позиции ионов железа, соответствующие его разным валентным состояниям. Соотношение неэквивалентных позиций железа и степень искажения кристаллической решетки меняются в зависимости от типа атмосферы термообработки.

DOI: 10.31857/S1234567821130061

Введение. Антиферромагнитные материалы представляют особый интерес для спинтроники из-за их невосприимчивости к внешним магнитным возмущениям, отсутствию полей рассеяния и уникальной специфики явлений магнитного резонанса в терагерцовом диапазоне частот. Антиферромагнитная спинтроника может стать физической основой для следующего поколения устройств, характеризующихся сверхбыстрыми динамическими магнитными свойствами и существенно большими по величине магнитотранспортными эффектами [1].

Неослабевающий интерес к редкоземельным ортоферритам в целом, и иттриевому ортоферриту $YFeO_3$ в частности, обусловлен уникальным сочетанием их физических свойств и многообразием наблюдаемых физических явлений. Так, например, в $YFeO_3$ зарегистрирована самая высокая скорость движения доменных границ при комнатной температуре [2], которая может доходить до 20 км/с. В настоящее время особенно актуальным является исследование свойств микро-, нано-объектов из ортоферритов (порошков и пленок), физических процессов, характерных для них, которые могут отличаться от таковых в объемных образцах [3–7]. В частности, стоит задача выявления особенностей физико-химических свойств пленочных ортоферритов в зависимости от способа их синтеза, допирования и последующей обработки (например, отжига в различных атмосферах) [8–12].

В то же время известной проблемой остается надежное тестирование приготовленных пленок, а именно: определение особенностей их кристаллического и магнитного строения на масштабах порядка межатомных расстояний. Для этих целей, как никакой другой, может подойти такой локальный метод исследования вещества, как ядерного магнитного резонанса (ЯМР) [13]. Применение данного метода к изучению пленочных ортоферритов имеет ряд сложностей, обусловленных как малым природным содержанием ЯМР-изотопа железа ^{57}Fe (2.12 %), так и малыми фактическими объемами пленочных образцов. Тем не менее, преимущества методов ЯМР для исследования тонких пленок магнетиков, например, $Y_3Fe_5O_{12}$, наглядно продемонстрированы в работах [14, 15].

В настоящей работе методами спектроскопии ЯМР исследованы особенности магнитного состояния антиферромагнитных пленок $YFeO_3$ термообработанных в атмосферах кислорода и воздуха.

Образцы и методика эксперимента. Тонкие пленки $YFeO_3$ были получены магнетронным распылением мишени стехиометрического состава на подложку Al_2O_3 с ориентацией $(1\ -1\ 2\ 0)$. Однофазную поликристаллическую мишень состава $YFeO_3$ готовили из простых оксидов, обогащенных изотопом ^{57}Fe до 95 %, методом твердофазного синтеза с финальной термообработкой при 1450 °C в течение 10 ч. Фазовый состав контролировали методом рентгеновской дифракции. Полученные значения параметров решетки составляли $a = 0.5586(4)$ нм,

[1]e-mail: ogloblichev@imp.uran.ru

$b = 0.7599(3)$ нм и $c = 0.5273(7)$ нм, соответствовали орторомбической структуре с симметрией $Pbnm$ и совпадали с известным справочным данными [16]. Пленки получали распылением мишени на переменном токе с частотой 13.56 МГц в атмосфере $90\,\%\mathrm{Ar} + 10\%\mathrm{O_2}$ при давлении 9×10^{-3} мбар при мощности разряда 100 Вт. Напыление осуществляли на подложке с типичными размерами $12 \times 15\,\text{мм}^2$. В процессе распыления температуру подложки поддерживали на уровне 200 °C. По окончании распыления толщину и параметры шероховатости полученных пленок производили методом оптической профилометрии с использованием прибора Zygo NewView. Толщина пленки составляла 880 нм, среднеквадратичное отклонение профиля 0.4146 нм, среднеарифметическое отклонение профиля 0.3279 нм. Для изучения влияния атмосферы термообработки исходную подложку разрезали на образцы с типичными размерами $5 \times 5\,\text{мм}^2$, которые термобрабатывали при 800 °C в течении 3 ч либо на воздухе, либо в кислороде.

Рентгеноструктурные исследования образцов проводили в геометрии Брэгг–Брентано с использованием излучения Co K_α. На рисунке 1 представлен спектр для пленки, термообработанной в потоке кислорода. Для пленки, термообработанной на воздухе был получен качественно аналогичный спектр.

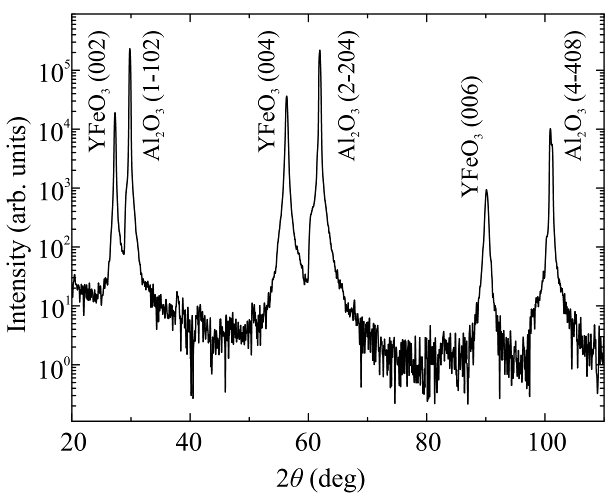

Рис. 1. Рентгеновский дифракционный спектр для пленки $YFeO_3$ толщиной 880 нм на подложке r-Al_2O_3, термообработанной в атмосфере кислорода при 800 °C. Излучение Co K_α

Из рисунка 1 следует, что ось c пленок ориентирована перпендикулярно плоскости образцов. С использованием процедуры [17] по угловым положениям линий $(00l)$ пленок были вычислены уточненные значения параметра решетки b. Они оказались равными 0.75805(5) нм для пленки, термообработанной в атмосфере кислорода, и 0.75825(4) нм для пленки, термообработанной на воздухе. Эти значения мало отличаются друг от друга, но на 0.001 нм меньше, чем аналогичное справочное значение [16]. Это позволяет сделать вывод о слабых структурных искажениях кристаллической решетки пленок по сравнению с объемным монокристаллом по меньшей мере вдоль оси b.

В качестве тестового был использован объемный образец монокристалла $YFeO_3$ (с естественным содержанием изотопа ^{57}Fe) в форме пластины с размерами $5 \times 8 \times 0.5\,\text{мм}^3$. Ориентация кристаллографических осей монокристалла относительно геометрических осей пластины была определена рентгеноструктурными методами.

ЯМР измерения проводились на модернизированном импульсном спектрометре SXP 4100 (фирма "Bruker") при $T = 4.2$ K (образец находился в прямом контакте с жидким гелием) в нулевом внешнем магнитном поле. ЯМР спектры ^{57}Fe были получены с помощью стандартной методики спинового эха при использовании импульсных последовательностей с альтернированием фазы каждого импульса. Применение альтернирования фазы импульсов позволяет исключить влияние на получаемые спектры переходных процессов, возникающих в колебательном контуре после воздействия радиочастотных (РЧ) импульсов. Длительность РЧ-импульсов выбиралась всегда $p = 1$ мкс, мощность РЧ-усилителя варьировалась в зависимости от возбуждаемой линии. При записи спектров с шириной, большей полосы частот, возбуждаемой РЧ-импульсом, применялось суммирование массива сигналов, накопленных в требуемом частотном диапазоне с шагом $\Delta\nu = 100$ кГц. Измерения ЯМР спектров проводились при задержке между импульсами $t_{\mathrm{del}} = 50$ мкс.

Время спин-спиновой релаксации T_2 измерялось при изменении задержки между импульсами t_{del} в интервале $t_{\mathrm{del}} = 0.05$–20 мс. Кривые затухания спинового эха хорошо обрабатывались экспоненциальной зависимостью $M(t) = M_0 \exp(-t/T_2)$, где M_0 – это равновесная ядерная намагниченность спиновой системы, а $M(t)$ – ядерная намагниченность в момент времени t.

Время спин-решеточной релаксации T_1 измерялось методом инвертирования и последующего восстановления ядерной намагниченности. Кривые восстановления ядерной намагниченности хорошо обрабатывались зависимостью $M(t) = M_0 - 2M_0 \times \exp(-t/T_1)$.

Результаты и обсуждение. На рисунке 2 представлены спектры ЯМР ^{57}Fe в пленках $YFeO_3$ в нулевом внешнем магнитном поле при $T = 4.2$ К. В спектрах можно выделить две области частот, в которых наблюдается сигнал: $\nu_1 = 71{-}77$ МГц и $\nu_2 = 62{-}66$ МГц. Для простоты в дальнейшем линию в области частот ν_1 мы будем называть линией A, а в области частот ν_2 – линией B.

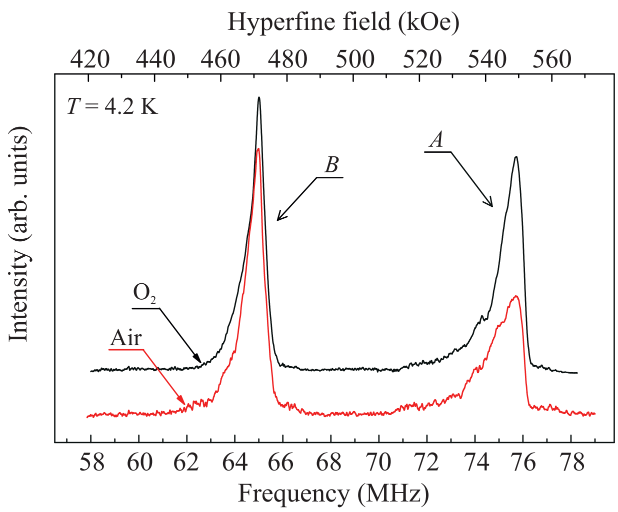

Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры ЯМР ^{57}Fe в нулевом внешнем магнитном поле в пленках $YFeO_3$ толщиной 880 нм, термообработанных в атмосферах кислорода (черная линия) и воздуха (красная линия)

Сигнал ЯМР ^{57}Fe, дающий вклад в линию A, хорошо изучен в работах на объемных монокристаллах $YFeO_3$ [18–23]. Особенностью данной линии A является малая мощность радиочастотного импульса для возбуждения сигнала ЯМР ^{57}Fe в импульсной последовательности спинового эха. Используемый уровень мощности радиочастотного импульса был очень мал из-за эффекта усиления, индуцируемого в магнитных системах колеблющимися (на частоте радиочастот) электронными магнитными моментами. Значительное усиление ЯМР сигнала является типичным для ферромагнитных фаз и сигналов от доменных стенок [20–23] и может рассматриваться как свидетельство наличия таковых в образце.

Столь большая ширина линии A, $\Delta\nu \approx 6$ МГц, свидетельствует о значительной неоднородности локальных магнитных полей, $\Delta h_{\mathrm{lok}} \approx 40$ кЭ, в месте расположения ядер железа. Форму спектра можно объяснить, если предположить, что он обязан своим происхождением ядрам, расположенным в областях магнитной неоднородности, характеризующихся отклонением вектора ферромагнетизма [18, 20, 21]. Подобное распределение намагниченности может наблюдаться в окрестностях дефектных участков с отрицательной первой константой магнитной анизотропии P. Константа магнитной анизотропии включает в себя два основных вклада: отрицательный вклад от одноосной анизотропии и положительный двухионный вклад, обусловленный антисимметричным обменом Дзялошинского–Мория. Учитывая, что оба вклада чрезвычайно чувствительны к искажениям кристаллической решетки ортоферритов, естественно предположить, что деформация последней в окрестностях дефектов (дислокаций, границ домена, примесей и пр.) будет нарушать примерный баланс этих основных вкладов в P и приводить к флуктуациям ее величины и знака. Другими словами, такая форма линии указывает на то, что в ее формировании участвуют ядра, расположенные в дефектных участках кристалла с искаженной кристаллической решеткой. Подобные сильные искажения в пленках $YFeO_3$ наблюдали в работе [6] методами просвечивающей электронной микроскопии.

Обратимся теперь к линии B. В работах [18–22] об этой линии не упоминается. Авторы работы [23] так же, как и мы, наблюдали эту линию в частотном диапазоне ν_2 и сделали предположение о том, что это сигнал ЯМР от иттрия ^{89}Y. Мы проверили эту гипотезу, выполнив ^{57}Fe ЯМР-измерения на двух пленках $YFeO_3$, обогащенной изотопом ^{57}Fe и не обогащенной. Относительная интенсивность линий A и B в обеих пленках была примерно одинаковой, чего никак не могло бы быть в случае, если бы линия B была сигналом ЯМР от ^{89}Y ЯМР.

Мы также отмечаем, что время спин-спиновой релаксации T_2 ядерных моментов ^{57}Fe в исследуемых пленках $YFeO_3$ всего в два раза короче времени спин-решеточной релаксации T_1 (см. табл. 1). Это говорит о том, что процессы спин-спиновой релаксации определяются только лишь механизмами спин-решеточной релаксации [24], а также о том, что процессы, связанные с косвенным ядерно-ядерным взаимодействием Сула–Накамуры, существенно подавлены. Такое имеет место в случае, когда разность частот прецессии соседних ядерных спинов железа $\Delta\nu_{\mathrm{L}}$ превышает частотный диапазон $\Delta\nu_{\mathrm{rf}}$, возбуждаемый РЧ-импульсами в импульсной последовательности, формирующей спиновое эхо. Поскольку $\Delta\nu_{\mathrm{rf}} \approx 500$ кГц, неоднородность локальных магнитных полей в пленке на межатомных расстояниях Fe–Fe превышает 3.6 кЭ. Это еще раз доказывает, что полученные сигналы в спектре ЯМР на рис. 2 (линии A и B) соответствуют ядрам железа, расположенным в доменных стенках.

Таблица 1. Релаксационные параметры ЯМР-сигналов ядер ^{57}Fe, дающих вклад в разные ЯМР-линии в $YFeO_3$

	T_1, мс	T_2, мс
Линия A	9.5	5.1
Линия B	9	5
Линия C	1400	24

Локальное магнитное поле $\mathbf{h}_{\rm loc}$ на ядре железа определяет частоту ЯМР. Предполагается, что валентная оболочка ионов железа Fe^{3+} в $YFeO_3$ имеет конфигурацию $4s^0 3d^5$ с суммарным электронным спином $S = 5/2$ [8, 9]. В этом случае локальное магнитное поле на ядре железа будет определяться сверхтонким полем (СТП) $\mathbf{h}_{\rm hf}$, обусловленным магнетизмом собственных неспаренных $3d$-электронов и переносом спиновой поляризации от ближайшего магнитного окружения [25, 26]. Сверхтонкое поле $\mathbf{h}_{\rm hf}$ на ядре иона Fe определяется следующим выражением [25, 26]:

$$\mathbf{h}_{{\rm hf},\alpha} = g\mu_B A_\alpha S, \qquad (1)$$

где $g\mu_B S$ – среднее значение магнитного момента; S – электронный спин; g – g-фактор для Fe; A_α – анизотропная константа сверхтонкого взаимодействия (СТВ), которая включает в себя несколько вкладов:

$$A_\alpha = H_{\rm c} + H_{\rm cp} + H_{{\rm sd},\alpha} + H_{{\rm so},\alpha}, \qquad (2)$$

где $H_{\rm c}$ – константа фермиевского контактного взаимодействия ядра с неспаренными электронами s-оболочки, $H_{\rm cp}$ – константа сверхтонкого взаимодействия (СТВ) поляризации остова, $H_{{\rm sd},\alpha}$ и $H_{{\rm so},\alpha}$ – константы спин-дипольного и спин-орбитального взаимодействий, соответственно. Мы пренебрегли в выражении (2) вкладами так называемого наведенного СТВ и диполь-дипольного взаимодействия с магнитными моментами соседних атомов железа. Первый вклад обычно пренебрежимо мал в соединениях с ионной связью, в которых электронные орбитали соседних ионов практически не перекрываются, а второй вклад мал из-за большого расстояния между соседними ионами железа. Поскольку в валентной оболочке иона железа Fe^{3+}, имеющей конфигурацию $4s^0 3d^5$, отсутствуют s-электроны, вклад $H_{\rm c} = 0$, и в выражении (2) остаются только три слагаемых. Известно, что константа сверхтонкого взаимодействия поляризации остова для $3d$ электронов $H_{\rm cp} = -125$ кЭ$/\mu_B$ [25]. Отрицательный знак константы $H_{\rm cp}$ означает, что магнитное поле, создаваемое собственными неспаренными $3d$ электронами на ядре, ориентировано противоположно направлению спина иона [25, 27]. Для определения суммарного СТП $\mathbf{h}_{{\rm hf},\alpha} = 550$ кЭ на ядрах железа, соответствующих линии A, использовалась частота $\nu = 75.68$ МГц, отвечающая максимуму интенсивности данной линии, и гиромагнитное отношение железа $^{57}\gamma = 1.37$ МГц/Тл. Тогда, используя значение спина $S = 5/2$ и выражения (1), (2), находим, что суммарное значение констант $H_{{\rm sd},\alpha}$ и $H_{{\rm so},\alpha}$ для иона Fe^{3+} составляет $+15$ кЭ$/\mu_B$.

Линия B на рис. 2 соответствует ядрам железа, находящимся в более низких локальных магнитных полях. Уменьшение СТП на ядрах железа возможно в трех случаях.

I. Если ионы Fe^{3+} с конфигурацией валентной оболочки $4s^0 3d^5$ превращаются в ионы Fe^{2+} с конфигурацией $4s^0 3d^6$. В этом случае в $3d$-оболочке остается только 4 неспаренных электрона, соответственно, сверхтонкое поле поляризации остова $H_{\rm cp}$ уменьшится на величину, равную 125 кЭ. С другой стороны, СТП, соответствующие максимумам линий A и B, различаются на 78 кЭ. Данную разницу можно объяснить изменением у ионов Fe^{2+} суммарной константы спин-дипольного и спин-орбитального взаимодействия. В предположении неизменности константы $H_{\rm cp} = -125$ кЭ$/\mu_B$ при переходе от Fe^{3+} к Fe^{2+} находим, что в Fe^{2+} сумма $H_{{\rm sd},\alpha} + H_{{\rm so},\alpha} = 7$ кЭ$/\mu_B$, т.е. уменьшается в 2 раза.

II. Кроме вышеприведенного случая I можно объяснить положение линии B в спектре ЯМР ^{57}Fe ненулевой заселенностью $4s$-оболочки ионов Fe^{3+}, т.е. реализацией в них валентной конфигурации $4s^\delta 3d^{5-\delta}$. Подобное может иметь место при небольшом подмешивании состояний $3d$ к $4s$, т.е. при наличии слабой sd-гибридизации. В этом случае отрицательное сверхтонкое поле поляризации остова, создаваемое на ядре пятью неспаренными $3d$-электронами, может частично компенсироваться положительным полем от неспаренного $4s$-электрона. Сверхтонкое поле, создаваемое на ядре одним $4s$-электроном, составляет 2000 кЭ [27]. Тогда для объяснения природы и положения линии B в спектре ЯМР ^{57}Fe необходимо предположить, что заселенность $4s$-оболочки ионов железа в части FeO_6 октаэдров равна $\delta = 0.04$.

III. Третья возможность наблюдения дополнительной линии B в ортоферрите $YFeO_3$ – это появление в нем ионов Fe^{4+} с конфигурацией валентной оболочки $4s^0 3d^4$. Наличие железа в состоянии Fe^{4+} наблюдалось в ортоферритах и ранее (см. работы [18, 22]). Их появление связывали с наличием избыточного кислорода в образцах. Для данной ситуации будут справедливы все рассуждения о природе и положении линии B, которые были приведены для случая I.

Какая из трех возможностей реализуется в пленках $YFeO_3$? Случай I возможен при недостатке кислорода в кристаллической структуре, т.е. при наличии вакансий по кислороду. Из условия нейтральности соединения и в предположении примерно равного количества в исследуемом ортоферрите ионов Fe^{3+} и Fe^{2+} (интенсивности линий A и B примерно равны) легко оценить степень нестехиометрии соединения по кислороду. В случае реализации условия I состав пленки должен иметь следующую формулу: $Y^{3+}Fe^{3+}_{0.5}Fe^{2+}_{0.5}O^{2-}_{2.75}$. В пользу варианта I говорят наши ЯМР эксперименты, выполненные на пленках, термообработанных в атмосферах кислорода и воздуха (рис. 2). Линии A и B для пленки, термообработанной на воздухе, шире соответствующих линий для пленки, термообработанной в атмосфере кислорода. Кроме того, отношения интегральных интенсивностей линий A и B для пленок, термообработанных в разных атмосферах, существенно отличаются: $(Int_A/Int_B)_{\rm oxygen} \approx 1.1$, $(Int_A/Int_B)_{\rm air} = 0.8$. Исходя из того, что ширина линий ЯМР отражает степень дефектности кристаллической решетки, а отношение (Int_A/Int_B) характеризует соотношение в образце ионов Fe^{3+} и Fe^{2+}, можно утверждать: при термообработке в кислороде часть позиций железа Fe^{2+} окисляется до состояния Fe^{3+} ($4s^0 3d^5$), что и должно наблюдаться при уменьшении кислородных вакансий во время термообработки в кислороде. Возможное наличие вакансий по кислороду в пленках $YFeO_3$ также показано в работе [28]. В этой работе [28] методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии было доказано, что при определенных давлениях кислорода при синтезе пленок $YFeO_3$ содержание кислорода уменьшается.

Что касается варианта II, то здесь представляется довольно проблематичным объяснить, почему в стехиометрических образцах $YFeO_3$ в половине FeO_6-октадров имеет место sd-гибридизация, а в другой половине – нет. Случай же III не согласуется с экспериментами на пленках, термообработанных в разных атмосферах. При термообработке в кислороде относительная интенсивность линии B должна расти, а она, наоборот, уменьшается.

Выше были рассмотрены спектры ЯМР ^{57}Fe в доменных стенках пленки $YFeO_3$. Для наблюдения сигнала ЯМР от ядер, расположенных внутри доменов, мы выполнили ЯМР-измерения на монокристаллическом образце $YFeO_3$ с природным содержанием изотопа ^{57}Fe (2.1 %). На рисунке 3 представлен спектр ЯМР ^{57}Fe в монокристалле $YFeO_3$ в нулевом внешнем магнитном поле при $T = 4.2$ K. Спектр представляет собой одиночную узкую ($\Delta\nu \approx 40$ кГц) симметричную линию, которую мы будем называть линией C. Подобную линию уже наблюдали в более ранних работах [19, 29], она соответствует сигналу от ядер железа, находящихся внутри антиферромагнитного (АФ) домена.

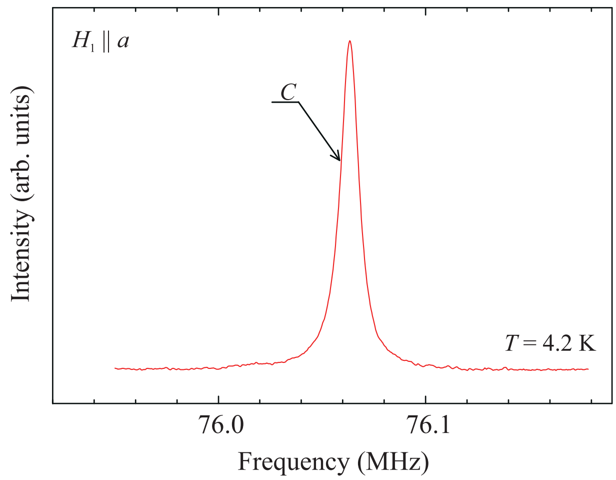

Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектр ЯМР ^{57}Fe в нулевом внешнем магнитном поле в монокристалле $YFeO_3$. Сигнал ЯМР от ядер ^{57}Fe, находящихся внутри антиферромагнитных доменов

При записи линии C наблюдался гораздо более слабый эффект усиления. Мощность импульсов в импульсной последовательности, формирующей спиновое эхо, при записи линии C на 43 дБ превышала мощность импульсов при детектировании линий A и B. Слабость эффектов усиления указывает на большую "жесткость" АФ связей магнитных моментов железа внутри домена по сравнению со связями в доменной стенке. Кроме того, времена релаксации T_1 и T_2 для монокристаллических объемных образцов $YFeO_3$ различаются более чем на порядок величины. Это не удивительно, поскольку при ширине линии ЯМР $\Delta\nu \approx 40$ кГц основной вклад в спин-спиновую релаксацию вносят как прямое диполь-дипольное, так и косвенное сул-накамуровское ядерно-ядерные взаимодействия. Отметим также, что в монокристалле сигналов от доменных границ в частотных диапазонах A и B мы не обнаружили, а в пленках $YFeO_3$ линии C не наблюдали. Последнее возможно связано с тем, что пленка сформирована из кристаллических наноблоков, повернутых друг относительно друга вокруг оси c на 90° [6].

Таким образом, данное исследование показало, что ЯМР является сравнительно простым методом определения качества приготовленной пленки ортоферрита. В процессе исследования было выяснено, что пленки перовскита $YFeO_3$ (а возможно, и других редкоземельных ортоферритов), приготовленные методом магнетронного напыления, получаются существенно нестехиометричными по кислороду. И требуется их последующая обработка (например, отжиг в атмосфере кислорода) для достижения стехиометрии. В дальнейшем предполагается приготовление пленок $YFeO_3$, стехиометричных по кислороду, с лучшим структурным качеством, и их исследование методом ЯМР.

Заключение. В работе представлены результаты исследования методами ЯМР ^{57}Fe пленок ортоферритов $YFeO_3$, термообработанных при 800 °C в течении 3-х ч в атмосферах кислорода и воздуха. Определены параметры релаксации ядерных моментов, которые свидетельствуют о существенной неоднородности распределения локальных магнитных полей в пленках $YFeO_3$ на масштабах межатомного расстояния. В пользу данного факта говорят также форма и ширина линий ЯМР спектра ^{57}Fe. Подобные сильные искажения наблюдали в работе [6] методами просвечивающей электронной микроскопии. Обнаружено, что в исследованных пленках примерно половина ионов железа находится в состоянии Fe^{3+}, другая половина в состоянии Fe^{2+}. Предполагается, что это связано с кислородной дефицитностью пленок. Для подтверждения данного предположения требуются дополнительные ЯМР-исследования на пленках с различной степенью кислородной нестехиометрии. Кроме того, в исследованных пленках не был обнаружен сигнал от ядер железа, находящихся внутри антиферромагнитного домена. Это может указывать на то, что пленка $YFeO_3$ состоит практически из одних доменных стенок.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (шифр "Функция" Г.р. # АААА-А19-119012990095-0).

1. H. Jani, J.-C. Lin, J. Chen, J. Harrison, F. Maccherozzi, J. Schad, S. Prakash, C.-B. Eom, A. Ariando, T. Venkatesan, and P.G. Radaelli, Nature **590**, 74 (2021).
2. В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, М.В. Четкин, УФН **146**(3), 417 (1985).
3. V.I. Popkov and O.V. Almjasheva, Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics **5**(5), 703 (2014).
4. R. Maiti, S. Basu, and D. Chakravorty, J. Magn. Magn. Mater. **321**, 3274 (2009).
5. A.V. Racu, D.H. Ursu, O.V. Kuliukova, C. Logofatu, A. Leca, and M. Miclau, Mater. Lett. **140**(1), 107 (2015).
6. J. Scola, P. Boullay, W. Noun, E. Popova, Y. Dumont, A. Fouchet, and N. Keller, J. Appl. Phys. **110**, 043928 (2011).
7. N.O. Khalifa, H.M. Widatallah, A.M. Gismelseed, F.N. Al-Mabsali, R.G.S. Sofin, and M. Pekala, Hyperfine Interactions **237**, 46 (2016).
8. M. Shang, C. Zhang, T. Zhang, L. Yuan, L. Ge, H. Yuana, and S. Feng, Appl. Phys. Lett. **102**, 062903 (2013).
9. Z.X. Cheng, H. Shen, J.Y. Xu, P. Liu, S.J. Zhang, J.L. Wang, X.L. Wang, and S.X. Dou, J. Appl. Phys. **111**(3), 034103 (2012).
10. L. Duan, G.-J. Jiang, W. Peng, M. Cheng, and X.-J. Wang, Rengong Jingti Xuebao/Journal of Synthetic Crystals **44**(8), 2144 (2015).
11. L.J. Downie, R.J. Goff, W. Kockelmann, S.D. Forder, J.E. Parker, F.D. Morrison, and P. Lightfoot, J. Solid State Chem. **190**, 52 (2012).
12. A. Sklyarova, V.I. Popkov, I.V. Pleshakov, V.V. Matveev, H. Štěpanková, and V. Chlan, Applied Magnetic Resonance **51**, 1701 (2020).
13. A.Yu. Germov, K.N. Mikhalev, Z.N. Volkova, A.P. Gerashchenko, E.I. Konstantinova, and I.A. Leonidov, JETP Lett. **109**, 252 (2019).
14. H. Štěpanková, P. Novák, J. Englich, J. Kohout, E.G. Caspary, M. Kučera, K. Nitsch, and H. de Gronckel, J. Magn. Magn. Mater. **196–197**, 412 (1999).
15. O. Gamaliy, *Hyperfine interactions in magnetic iron oxides with nonmagnetic substitutions*, Abstract of doctoral thesis, Charles University in Prague (2006).
16. http://materials.springer.com/isp/crystallographic/docs/sd_1412837 .
17. J.B. Nelson and D.P. Riley, Proc. Phys. Soc. **57**(3), 160 (1945).
18. A.V. Zalesskii, Sov. Phys.-Uspekhi **28**, 638 (1985).
19. А.М. Балбашов, А.В. Залесский, В.Г. Кривенко, Е.В. Синицын, Письма в ЖТФ **14**(4), 293 (1988).
20. А.В. Залесский, Письма в ЖЭТФ **12**(10), 468 (1970).
21. A.V. Zalesskii, A.N. Lobachev, L.N. Dem'yanets, A.N. Ivashchenko, O.K. Mel'nikov, and T.G. Lebedeva, Sov. Phys. JETP **34**(6), 1252 (1972).
22. S. Nadolski and H. Szymczak, J. Magn. Magn. Mater. **21**, 167 (1980).
23. Н.М. Ковтун, Е.Е. Соловьев, А.А. Шемяков, В.А. Хохлов, Письма в ЖЭТФ **14**, 105 (1971).
24. C.P. Slichter, *Principles of Magnetic Resonance*, Harper & Row, N.Y. (1963).
25. A. Freeman and R. Frankel, *Hyperfine Interactions*, Academic Press, N.Y.–London (1967).
26. A.G. Smol'nikov, V.V. Ogloblichev, A.Yu. Germov, K.N. Mikhalev, A.F. Sadykov, Yu.V. Piskunov,

A. P. Gerashchenko, A. Yu. Yakubovskii, M. A. Muflikhonova, S. N. Barilo, and S. V. Shiryaev, JETP Lett. **107**, 134 (2018).
27. G. C. Carter, L. H. Bennett, and D. J. Kahan, *Metallic Shifts in NMR*, Pergamon, Oxford (1977), part 1.
28. И. В. Грибов, Н. А. Москвина, А. П. Носов, С. С. Дубинин, Международный журнал прикладных и фундаментальных исследований **1**, 46 (2018).
29. H. Lutgemeier, H. G. Bohn, and M. Brajczewska, J. Magn. Magn. Mater. **21**, 289 (1980).