

ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СПИНОВОЙ МОДУЛЯЦИИ НА РЕЛАКСАЦИЮ И ЧАСТОТЫ ЯМР ЯДЕР ^{57}Fe В СЕГНЕТОАНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ BiFeO_3

*А. В. Залесский**, *А. А. Фролов*

*Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова Российской академии наук
117333, Москва, Россия*

А. К. Звездин

*Институт общей физики Российской академии наук
117942, Москва, Россия*

*А. А. Гиппиус***, *Е. Н. Морозова*, *Д. Ф. Хозеев*

*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119899, Москва, Россия*

А. С. Буш, *В. С. Покатилов*

*Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики
117454, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 6 февраля 2002 г.

Исследованы спектры ЯМР на ядрах железа в обогащенном по изотопу ^{57}Fe (95.43 %) керамическом образце сегнетоантиферромагнетика BiFeO_3 с пространственно-модулированной магнитной структурой. Обнаружено, что спиновая модуляция циклоидного типа в BiFeO_3 вызывает пространственную модуляцию скорости ядерной спин-спиновой релаксации по периоду магнитной циклоиды и приводит к спектрально-неоднородному уширению локальной линии ЯМР. Также обнаружено, что локальные магнитные моменты ионов железа на различных участках циклоиды по-разному зависят от температуры, что свидетельствует о различном характере возбуждения спиновых волн. В основе обнаруженных явлений лежит косвенное спин-спиновое взаимодействие Сула–Накамуры, которое становится эффективным при высоких концентрациях магнитоактивных ядер и низких температурах. Обсуждается аналогия полученных экспериментальных результатов с закономерностями ЯМР в блоховских стенках.

PACS: 75.25.+z, 76.60.Lz

1. ВВЕДЕНИЕ

Сегнетоантиферромагнетик BiFeO_3 является перовскитоподобным соединением, в котором сосуществуют магнитный и электрический дальние порядки. Его кристаллическая структура характеризуется ромбоэдрически искаженной бимолекулярной перовскитовой ячейкой (пространственная группа $R3c$) с параметрами (в гексагональной установке) $a_{hex} = 5.57874 \text{ \AA}$ и $c_{hex} = 13.8688 \text{ \AA}$ [1]. Ниже темпе-

ратуры Нееля $T_N \approx 670 \text{ K}$ соединение BiFeO_3 становится антиферромагнетиком с циклоидной пространственно-модулированной структурой (ПМС), что было установлено нейтрон-дифракционным методом [2]. Антиферромагнитная структура отдельной элементарной ячейки в такой структуре построена по G -типу (каждый магнитный ион Fe^{3+} окружен шестью ионами Fe^{3+} со спинами антипараллельными центральному иону) и может быть описана в рамках двухподрешеточной модели путем введения вектора антиферромагнетизма $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$. Однако магнитные моменты \mathbf{M}_1 , \mathbf{M}_2 и вектор \mathbf{L} поворачива-

*E-mail: nmr@ns.crys.ras.ru

**E-mail: gippius@mail.ru

ются в плоскости распространения модулированной волны, перпендикулярной базисной плоскости. Волновой вектор такой циклоиды перпендикулярен оси третьего порядка (оси c) и лежит в плоскости поворота \mathbf{L} . Период циклоиды по данным [2] достаточно велик, $\lambda = 620 \pm 20 \text{ \AA}$, и несоизмерен периоду кристаллической решетки.

Зависимость угла θ между \mathbf{L} и осью c от координаты x вдоль распространения циклоиды имеет вид [3, 4]

$$\cos \theta(x) = \operatorname{sn} \left(\pm \frac{4K(m)}{\lambda} x, m \right), \quad (1)$$

где $\operatorname{sn}(x, m)$ — эллиптическая функция Якоби, m — ее параметр, $K(m)$ — полный эллиптический интеграл первого рода.

Косвенные указания на существование ПМС в BiFeO_3 были даны в работах [5–7], в которых исследовался магнитоэлектрический эффект. В них, в частности, был обнаружен индуцированный магнитным полем фазовый переход, при котором разрушается ПМС и возникает однородное антиферромагнитное состояние.

Существование ПМС было недавно подтверждено методом ЯМР на ядрах ^{57}Fe [8, 9], с помощью которого удалось получить дополнительную информацию о свойствах этой структуры.

Поворот магнитных моментов (вектора \mathbf{L}) в ПМС модифицирует форму линии ЯМР и приводит к появлению спектра, занимающего некоторую частотную полосу $\delta\nu$ с двумя краевыми пиками разной высоты и характерным прогибом между ними. Полоса частот обусловлена анизотропным вкладом в локальное поле H_n на ядрах, который для BiFeO_3 составляет около 1% от значения суммарного магнитного поля на ядре атома железа. Как показано в [8], анизотропия частот ЯМР в BiFeO_3 описывается формулой

$$\nu \approx \nu_{\parallel} - (\nu_{\parallel} - \nu_{\perp}) \sin^2 \theta = \nu_{\parallel} - \delta\nu \sin^2 \theta, \quad (2)$$

где ν_{\parallel} и ν_{\perp} — значения частот при $\mathbf{L} \parallel c$ ($\theta = 0$) и $\mathbf{L} \perp c$ ($\theta = \pi/2$).

В [8] был рассчитан профиль линии ЯМР поглощения $P(\nu)$ в ПМС для случая, когда локальная форма линии аппроксимируется δ -функцией:

$$P(\nu) \sim \left\{ (\nu_{\parallel} - \nu)^{1/2} (\nu - \nu_{\perp})^{1/2} \left[\frac{1}{m} - \frac{\nu - \nu_{\perp}}{\delta\nu} \right]^{1/2} \right\}^{-1}, \quad (3)$$

где ν — текущая частота, m — параметр эллиптической функции Якоби, входящий в (1). Эксперимент показывает, что для BiFeO_3 $\nu_{\parallel} > \nu_{\perp}$.

Из (3) следует, что при $m \rightarrow 0$ спектр имеет симметричную форму с краевыми пиками равной высоты и минимумом посередине (циклоида гармоническая). При $m \rightarrow 1$ спектр приобретает асимметричную форму: высокочастотный пик на частоте ν_{\parallel} возрастает, а низкочастотный при ν_{\perp} понижается, при этом минимум $P(\nu)$ между пиками смещается к низкочастотному пику (циклоида становится более ангармонической). Из экспериментальных спектров в интервале температур 77–300 К следует, что ПМС характеризуется существенно ангармонической циклоидой [8, 9].

В наших предшествующих работах [8, 9] игнорировалось возможное влияние процессов ядерной релаксации на особенности ЯМР в BiFeO_3 . Так, например, формула (3), строго говоря, справедлива лишь для описания формы линии в пренебрежении релаксационными процессами.

В настоящей публикации сообщаются результаты дальнейших исследований ЯМР в BiFeO_3 в температурном интервале 4.2–77 К, которые позволили выявить новые свойства ядерной релаксации ядер ^{57}Fe и возбуждения спиновых волн в ПМС.

2. ОБРАЗЕЦ И МЕТОДИКА

Измерения проводились на том же образце BiFeO_3 , что и в предшествующих работах [8, 9], изготовленном по обычной керамической технологии с использованием обогащенного по изотопу ^{57}Fe (95.43%) оксида Fe_2O_3 . Параметры бимолекулярной ромбоэдрической ячейки $a_{hex} = 5.589(5) \text{ \AA}$ и $c_{hex} = 13.77(1) \text{ \AA}$ совпадают с литературными данными для BiFeO_3 [1].

В зависимости от требований эксперимента использовались три типа импульсных ЯМР-спектрометров. Один из них — спектрометр ИСП-1-13М супергетеродинного типа конструкции СКБ ИРЭ РАН с непрерывной записью амплитуды спинового эха в зависимости от частоты, второй — импульсный когерентный спектрометр, работающий в режиме прохождения по частотным точкам [10], третий — также с прохождением по точкам — стандартный спектрометр SXP-4-100 фирмы Bruker. Для исследований в интервале температур 8–300 К использовался криогенный рефрижератор замкнутого цикла фирмы СТИ Cryogenics.

Время спин-спиновой релаксации T_2 измерялось

по убыванию амплитуды A эха при увеличении временного интервала τ_{12} между парой возбуждающих импульсов согласно формуле

$$A = A_0 \exp(-2\tau_{12}/T_2). \quad (4)$$

Время спин-решеточной релаксации T_1 измерялось с помощью метода насыщающих импульсов.

3. ЯДЕРНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В СПИН-МОДУЛИРОВАННОЙ СТРУКТУРЕ

На рис. 1 (кривая 1) приведен спектр спинового эха ^{57}Fe в BiFeO_3 , полученный при 4.2 К методом непрерывной записи амплитуды эха в зависимости от частоты. Спиновое эхо возбуждалось импульсами равной длительности $\tau_1 = \tau_2 = 10$ мкс. Такой режим позволял возбуждать в спектре полосу частот порядка 0.1 МГц. Задержка между импульсами составляла $\tau_{12} = 80$ мкс. Спектр сохраняет форму, присущую более высоким температурам [9], однако становится более асимметричным при сильном размытии низкочастотного пика.

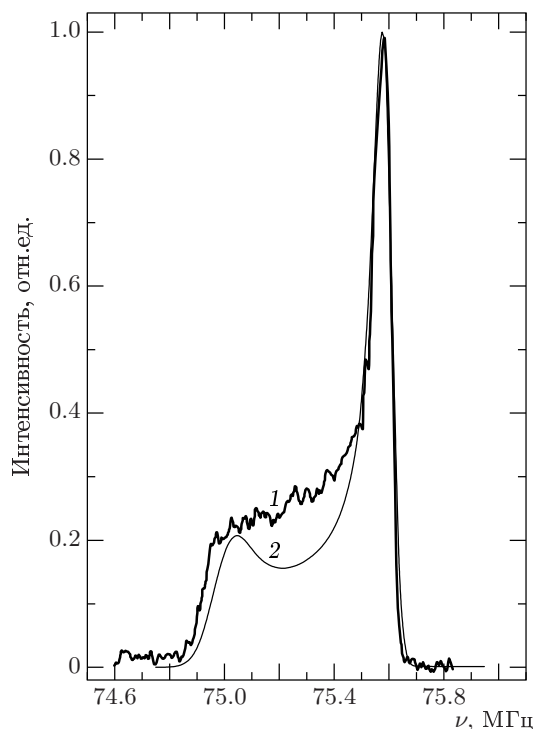


Рис. 1. Экспериментальный спектр ЯМР ^{57}Fe для BiFeO_3 при 4.2 К (1) и его теоретическая имитация с помощью интеграла (11) при параметрах $m = 0.95$, $\alpha = 10$, $\beta = 1$ (2)

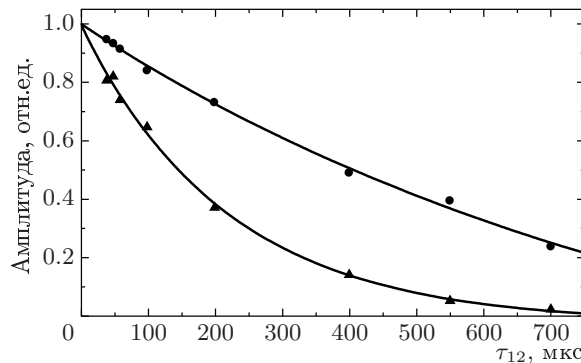


Рис. 2. Кривые убывания амплитуды эха с увеличением временного интервала τ_{12} между импульсами, измеренные на частотах ν_{\parallel} (●), ν_{\perp} (▲) и аппроксимированные формулой (4). Начальные амплитуды A_0 приняты за единицу

Детальные измерения времени T_2 спин-спиновой релаксации с использованием упомянутой выше методики возбуждения эха выявили существенную зависимость величины T_2 от частоты. На рис. 2 показаны экспоненциальные кривые убывания амплитуды эха, аппроксимированные зависимостью (4), измеренные на частотах ν_{\parallel} и ν_{\perp} . Для удобства сравнения начальные амплитуды A_0 приняты за единицу. Величина T_2 увеличивается от значения $T_{2\perp} \approx 400$ мкс на частоте $\nu_{\perp} = 75.0$ МГц низкочастотного пика до $T_{2\parallel} \approx 1080$ мкс на частоте высокочастотного пика $\nu_{\parallel} = 75.58$ МГц.

Спектральная зависимость T_2 сохраняется и при более высоких температурах. По измерениям на разных спектрометрах времена $T_{2\perp}$ и $T_{2\parallel}$ имеют соответственно следующие значения: 250–260 мкс и 500–520 мкс (при температуре 30 К); 150–200 мкс и 400–500 мкс (77 К); 60–80 мкс и 120–140 мкс (300 К). С повышением температуры время спин-спиновой релаксации, как и следовало ожидать, уменьшается, а отношение $T_{2\parallel}/T_{2\perp}$ имеет тенденцию к убыванию.

Измерения времени спин-решеточной релаксации T_1 показали, что оно постоянно по спектру (3–4 мс при 4.2 К и 1.4–1.5 мс при 77 К).

Для теоретического анализа экспериментальной формы спектра ЯМР необходимо перейти от простейшего приближения, при котором в качестве локальной формы линии нами ранее использовалась δ -функция [8, 9], к учету конечной ширины и ее зависимости от частоты ЯМР по периоду циклоиды. Для этого воспользуемся подходом, примененным в [11] для анализа ЯМР в доменных стенках Блоха, в которых также наблюдается 180-градусная периодич-

ность магнитной структуры.

В отличие от стенок Блоха в нашем случае не требуется учет коэффициента усиления, поскольку, как было установлено в [8], механизм усиления в BiFeO_3 неэффективен. Общее выражение для профиля линии ЯМР-поглощения для периодической структуры имеет вид

$$P(\nu) = \int_0^\pi I(\theta) f[\nu - \nu(\theta)] d\theta, \quad (5)$$

где $I(\theta)$ — интенсивность сигнала в той части циклоиды, где \mathbf{L} составляет угол θ с осью c , $\nu(\theta)$ — анизотропный вклад в частоту ЯМР, определяющийся выражением (2). Функция $I(\theta)$ применительно к BiFeO_3 была рассчитана в [8] и имеет вид

$$I(\theta) \propto (m^{-1} - 1 + \sin^2 \theta)^{-1/2}. \quad (6)$$

В качестве функции локальной формы линии воспользуемся гауссовым профилем

$$F(\nu - \nu(\theta)) = \frac{2}{\sqrt{2\pi} \Delta(\theta)} \times \exp \left\{ - \left(\frac{2}{\Delta(\theta)} \right)^2 \frac{(\nu - \nu(\theta))^2}{2} \right\}, \quad (7)$$

где учтено, что ширина (точнее полуширина) локальной линии Δ должна быть функцией угла θ . Функцию $\Delta(\theta)$ возьмем в виде

$$\Delta(\theta) = \Delta_{\parallel} + \delta_1 \sin^2 \theta, \quad (8)$$

где Δ_{\parallel} — наименьшая ширина при частоте ν_{\parallel} , δ_1 — дополнительное уширение на частоте ν_{\perp} . Обоснование выбора вида функции (8) будет дано ниже. С учетом (2), (6) и (8) получаем следующее выражение для интегральной формы линии:

$$P(\nu) \propto \int_0^\pi (m^{-1} - 1 + \sin^2 \theta)^{-1/2} (\Delta_{\parallel} + \delta_1 \sin^2 \theta)^{-1} \times \exp \left\{ - \frac{2 [\nu - (\nu_{\parallel} - \delta\nu \sin^2 \theta)]^2}{(\Delta_{\parallel} + \delta_1 \sin^2 \theta)^2} \right\} d\theta. \quad (9)$$

Для интегрирования удобно ввести безразмерные параметры

$$\xi = \frac{\nu - \nu_{\parallel}}{\delta\nu}, \quad \alpha = \frac{\delta\nu}{\Delta_{\parallel}}, \quad \beta = \frac{\delta_1}{\Delta_{\parallel}}. \quad (10)$$

Из (10) следует, что значение $\xi = -1$ соответствует

частоте ν_{\perp} ($\theta = \pi/2$), а $\xi = 0$ — частоте ν_{\parallel} ($\theta = 0$). Интеграл (9) приобретает вид

$$P(\nu) \propto \int_0^\pi (m^{-1} - 1 + \sin^2 \theta)^{-1/2} (1 + \beta \sin^2 \theta)^{-1} \times \exp \left\{ -\alpha^2 \frac{2(\xi + \sin^2 \theta)^2}{(1 + \beta \sin^2 \theta)^2} \right\} d\theta. \quad (11)$$

Кривая 2 на рис. 1 отвечает вычислению интеграла (11) при параметрах $m = 0.95$, $\alpha = 10$, $\beta = 1$. В частотных единицах указанные параметры соответствуют локальным ширинам $\Delta_{\parallel} = 58$ кГц и $\Delta_{\perp} = \Delta_{\parallel} + \delta_1 = 116$ кГц. Учитывая неизбежные искажения профиля линии за счет того, что экспериментальный спектр снимался при конечной задержке между импульсами, т. е. когда на амплитуду эха влияет спектральное распределение T_2 (см. рис. 1), можно сказать, что теоретическая форма линии достаточно хорошо отражает особенности экспериментального спектра ЯМР.

4. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЧАСТОТ ЯМР

На рис. 3 показана температурная зависимость частот ν_{\parallel} , ν_{\perp} и соответствующих локальных магнитных полей H_n на ядрах ^{57}Fe в BiFeO_3 . Численные значения частот ν_{\parallel} и ν_{\perp} и их разности $\delta\nu$ для низкотемпературного интервала 4.2–77 К и 304 К приведены в таблице. Данные для интервала 77 К < T < 304 К опубликованы в [9]. В этом высокотемпературном интервале разность частот $\delta\nu$ можно считать не изменяющейся, поскольку она ле-

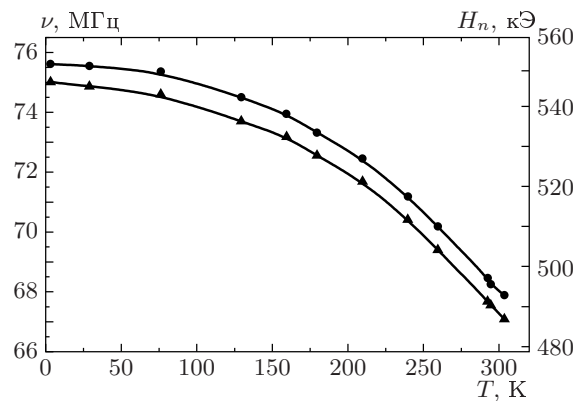


Рис. 3. Температурная зависимость частот ν_{\parallel} (●), ν_{\perp} (▲) и соответствующих локальных магнитных полей H_n на ядрах ^{57}Fe

$T, \text{ К}$	$\nu_{\perp}, \text{ МГц}$	$\nu_{\parallel}, \text{ МГц}$	$\delta\nu, \text{ МГц}$
4.2	75.00 ± 0.01	75.58 ± 0.01	0.58 ± 0.02
30	74.86 ± 0.01	74.54 ± 0.01	0.68 ± 0.02
77	74.60 ± 0.01	75.35 ± 0.01	0.75 ± 0.02
304	67.08 ± 0.01	67.88 ± 0.01	0.80 ± 0.02

жит в пределах ошибки измерения частот ν_{\parallel} и ν_{\perp} . Однако в интервале 4.2–77 К, как видно на рис. 3 и в таблице, величина $\delta\nu$ заметно увеличивается с ростом температуры за счет того, что частота ν_{\perp} , отвечающая низкочастотному краю полосы $\delta\nu$, на участках циклоиды с $\mathbf{L} \perp c$ убывает с температурой более круто по сравнению с частотой ν_{\parallel} , отвечающей $\mathbf{L} \parallel c$. Так, при нагреве образца от 4.2 до 77 К относительное уменьшение величины ν_{\perp} (от 75.00 до 74.60 МГц) составляет 0.53 %, в то время как относительное уменьшение ν_{\parallel} (от 75.58 до 75.35 МГц) равно 0.30 %. Температурные изменения $\delta\nu$ в этой области температур существенно превышают ошибку измерения частот.

Анизотропный вклад $\delta\nu$ в частоту ЯМР может, в принципе, изменяться за счет изменения характеристик окружения ионов железа (анизотропные вклады в частоту ЯМР анализировались, например, для ортоферритов [12], для которых величина $\delta\nu \approx 0.5$ МГц, наблюдающаяся при переориентации спинов, близка к приведенным в таблице для ViFeO_3). Однако, согласно структурным данным [13, 14], параметры решетки и межатомные расстояния в ViFeO_3 изменяются в интересующем нас температурном интервале лишь в четвертом знаке, поэтому структурными причинами невозможно объяснить температурное изменение $\delta\nu$.

Поскольку изменение частоты ЯМР ядер ^{57}Fe пропорционально изменению локального магнитного момента иона железа, наблюдающееся в нашем случае различие в температурной зависимости частот ν_{\parallel} и ν_{\perp} свидетельствует о разной температурной зависимости магнитных моментов на участках циклоиды с $\mathbf{L} \perp c$ и $\mathbf{L} \parallel c$.

5. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные результаты, полученные по форме линии ЯМР и температурной зависимости частот в ViFeO_3 , поразительно похожи на зако-

номерности, присущие ядрам в блоховских стенках [15]. Перечислим эти закономерности.

1. Уширение локальной линии ЯМР и ускорение процессов ядерной релаксации к центру стенки по сравнению с ядрами в доменах.

2. Уменьшение локальной намагниченности (так называемое «сокращение» спинов [15]) в доменной стенке за счет возбуждения внутриграничных спиновых волн (винтеровских магнонов), что проявляется при низких температурах в увеличении разности частот ЯМР в доменах и центре стенки с ростом температуры.

Обнаруженные свойства ЯМР в ViFeO_3 можно трактовать с аналогичных позиций, если рассматривать участки циклоиды вблизи углов $\theta = \pi/2$ как некоторую переходную область (аналог стенки) между более протяженными участками в области углов $\theta = 0, \pi, \dots$ (аналог домена). Неравномерность поворота вектора антиферромагнетизма \mathbf{L} обусловлена ангармонизмом циклоиды: поворот \mathbf{L} в сторону базисной плоскости вблизи $\theta = \pi/2$ происходит более резко по сравнению с областями, где вектор \mathbf{L} ориентирован вблизи оси c (см. рис. 2а в [9]).

Правомерность аналогии с доменами и стенками усугубляется с понижением температуры в связи с увеличением ангармонизма циклоиды. Об этом свидетельствует тенденция к росту параметра m : $m \approx 0.48$ при 304 К [9], $m \approx 0.8\text{--}0.9$ при 77 К [8, 9], $m \approx 0.95$ при 4.2 К (кривая 2 на рис. 1).

В условиях высокой концентрации изотопа ^{57}Fe (95.43 %) и низких температур следует ожидать появления вклада δ_1 в угловую зависимость ширины линии вследствие косвенного ядерного спин-спинового взаимодействия (взаимодействия Сула–Накамуры) за счет процессов возбуждения спиновых волн типа винтеровских магнонов в доменных стенках. Роль стенок или границ в нашем случае играют упомянутые выше переходные области вблизи $\theta = \pi/2$. Амплитуда этих возбуждений пропорциональна $\sin^2 \theta$ [11], что оправдывает использование функции $\Delta(\theta)$ в виде (8). Что касается отсутствия заметной спектральной зависимости

$T_1(\theta)$, то влияния процессов спин-решеточной релаксации на форму линии следует ожидать лишь при температурах, близких к T_N .

Наряду с уширением δ_1 локальной линии на частоте ν_\perp наблюдается заметное различие в температурных зависимостях частот ν_\parallel и ν_\perp , обусловленное уменьшением атомных магнитных моментов железа в центре переходного слоя за счет тепловых возбуждений внутриграничного типа [15].

Таким образом, еще один экспериментальный результат указывает на глубокую аналогию между процессами, наблюдающимися в обычных доменных стенках и в ПМС.

Остается неясным вопрос о природе внутриграничных возбуждений в ПМС. В сильно анизотропных одноосных и пространственно-модулированных антиферромагнетиках, каким является BiFeO_3 , отсутствуют подвижные доменные стенки, характеризующиеся высокими значениями радиочастотной восприимчивости и обеспечивающие механизм усиления ЯМР-поглощения. Именно такие низкоэнергетические трансляционные колебания стенок определяют термодинамику спинов в стенках. Однако экспериментальные и теоретические оценки коэффициента усиления показывают [8], что механизм усиления в BiFeO_3 неэффективен. Вопрос о спин-волновых свойствах ПМС, которые сами по себе являются весьма специфическими (см. по этому поводу [16]), и характере антиферромагнитных доменов и стенок в такой сложной магнитной структуре как BiFeO_3 требует отдельного теоретического рассмотрения.

В заключение сформулируем основной результат исследования. Пространственная спин-модулированная циклоидная структура в BiFeO_3 приводит не только к периодичности локального поля на ядрах ^{57}Fe , проявляющейся в появлении специфической формы линии спектра ЯМР, но и к пространственной периодичности скорости спин-спиновой релаксации, локальной ширины линии и локального магнитного момента. Обнаруженные динамические свойства модулированной структуры являются следствием взаимодействия Сула–Накамуры, которое становится эффективным при низких температурах и высокой концентрации изотопа ^{57}Fe .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 02-02-16369 и 99-02-17167).

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Kubel and H. Schmid, *Acta Cryst.* B **46**, 698 (1990).
2. I. Sosnowska, T. Peterlin-Neumaier, and E. Steichele, *J. Phys. C: Sol. St. Phys.* **15**, 4835 (1982).
3. I. Sosnowska and A. K. Zvezdin, *J. Magn. Magn. Mat.* **140–144**, 167 (1995).
4. M.-M. Tehrani, N. F. Kubrakov, and A. K. Zvezdin, *Ferroelectrics* **204**, 181 (1997).
5. Ю. Ф. Попов, А. К. Звездин, Г. П. Воробьев и др., *Письма в ЖЭТФ* **57**, 65 (1993).
6. Yu. F. Popov, A. M. Kadomtseva, G. P. Vorob'ev, and A. K. Zvezdin, *Ferroelectrics* **162**, 135 (1994).
7. A. M. Kadomtseva, Yu. F. Popov, G. P. Vorob'ev, and A. K. Zvezdin, *Physica B* **211**, 327 (1995).
8. A. V. Zalessky, A. A. Frolov, T. A. Khimich et al., *Europhys. Lett.* **50**, 547 (2000).
9. А. В. Залесский, А. К. Звездин, А. А. Фролов, А. А. Буш, *Письма в ЖЭТФ* **71**, 682 (2000).
10. А. А. Гиппиус, *Дисс. . . . докт. физ.-матем. наук*, МГУ, Москва (2001).
11. M. A. Butler, *Int. J. Magnetism* **4**, 131 (1973).
12. А. С. Карначев, Ю. И. Клечин, Н. М. Ковтун и др., *ЖЭТФ* **78**, 1176 (1980).
13. P. Fisher, M. Polomska, I. Sosnowska, and M. Szymanski, *J. Phys. C: Sol. St. Phys.* **13**, 1931 (1980).
14. A. J. Jacobson and B. E. F. Fender, *J. Phys. C: Sol. St. Phys.* **8**, 844 (1975).
15. Е. А. Туров, М. П. Петров, *Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках*, Наука, Москва (1969).
16. А. И. Попов, Г. А. Есина, А. К. Звездин, *ФТТ* **38**, 3091 (1996).