

УДК 539.143.43
 © 1990

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ ЯМР В ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЕ С БЛОХОВСКОЙ ЛИНИЕЙ

З. П. Суладзе, К. О. Хуцишвили

Исследуется динамика ядерной спиновой системы в тонких магнитных пленках, в которых доменная граница (ДГ) содержит блоховские линии (БЛ). Показано, что особенности движения электронной намагниченности в ДГ, связанные с наличием БЛ, отражаются на динамических характеристиках ядерных спинов. Получены выражения для коэффициента усиления ЯМР и времен ядерной релаксации. Произведенные оценки указывают на возможность применения метода ЯМР для исследования тонких магнитных пленок, содержащих БЛ.

В работах [1-4] было показано, что в тонких магнитных пленках наличие БЛ, разделяющих субдомены в ДГ, существенным образом влияет на динамические свойства ДГ. Действительно, в ДГ, в области нахождения БЛ, энергия размагничивания (магнитостатическая) в отличие от обычной границы (без БЛ) вместе с энергиями обменного взаимодействия и анизотропии задает только закон распределения намагниченности. Поэтому динамическое поведение этого участка будет определяться силами другого происхождения, нежели в обычной ДГ. Известно также [5, 6], что иного типа силы, связанные с изгибом ДГ, при движении БЛ действуют и на участок ДГ в окрестности БЛ. Эти обстоятельства приводят к различным частотам колебаний и скоростям движения отдельных областей границы [1, 7].

Из-за наличия в магнетиках сильного сверхтонкого взаимодействия (СТВ) между электронными и ядерными спинами особенности в движении электронной намагниченности, связанные с наличием БЛ, могут отражаться на поведении ядерной спин-системы. Очевидно, что это обстоятельство создает благоприятные условия для применения метода ЯМР при исследовании тонких магнитных пленок.¹ В частности, ЯМР сигналы, поступающие от разных участков ДГ, должны иметь различные интенсивности; ожидается также иной вид времен ядерной магнитной релаксации по сравнению с обычной ДГ. Представляется возможным с помощью ЯМР определять наличие БЛ, что весьма важно с практической точки зрения. Все это несомненно указывает на актуальность задачи.

В разделе 1 получены энергия элементарных спиновых возбуждений и уравнения движения для компонент электронного спина в локальной системе координат. В разделе 2 рассматривается однородный ЯМР; получены выражения для комплексной восприимчивости системы и коэффициентов усиления. В разделе 3 исследуются релаксационные процессы в ядерной спин-системе.

1. У р а в н е н и е д в и ж е н и я

Рассмотрим 180° ДГ в одноосном ферромагнетике с легкой осью, совпадающей с главной осью симметрии кристалла (ось x) в материалах $Q \gg 1$ (Q — фактор качества). Направление, перпендикулярное границе, примем

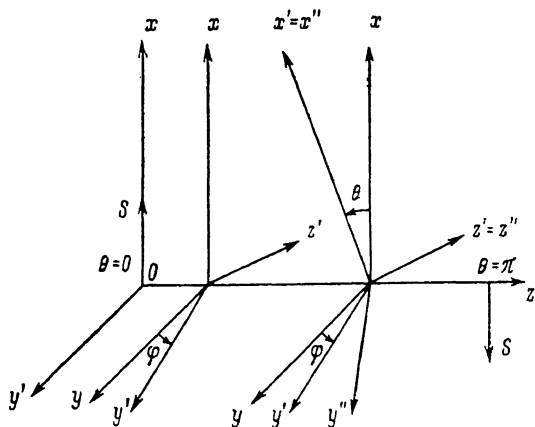
¹ Отметим, что в работах [8-10] при исследовании тонких магнитных пленок использовался метод ядерного спинового эха.

за ось z (см. рисунок). Гамильтониан системы спинов, состоящий из обменного взаимодействия, энергий анизотропии и размагничивания представим в виде [11]

$$\mathcal{H} = -2J \sum_{i,j} \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j + K \sum_i [(S_i^y)^2 + (S_i^z)^2] + 2\pi\gamma_e^2 \sum_i (S_i^z)^2. \quad (1)$$

Здесь J — константа обменного взаимодействия, K — константа анизотропии, γ_e — гиромангнитное отношение электронов.

Введем новую, локальную, систему координат $x''y''z''$ путем разворота осей вокруг оси x на угол φ и вокруг z' на угол θ (см. рисунок). Направление Ox'' совпадает с направлением равновесного спина. Записывая (1) в этой системе и проведя суммирование обменных членов по одному из индексов, можно получить общий вид гамильтониана. Однако он имеет громоздкий вид и поэтому его не приводим. Полагая, что в равновесии $S^{x''} \approx S_x$, $S^{y''} = S^{z''} = 0$, и минимизируя равновесную энергию для нахождения θ и φ как функции координат, получим известные уравнения [1]



$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{1}{\Delta} \sin \theta, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial y} = \frac{1}{\Lambda} \sin \varphi, \quad (2), (3)$$

$$\Delta = \Delta_0 (1 + 2Q^{-1} \sin^2 \varphi)^{-1/2}, \quad \Lambda = a \sqrt{J/2\pi\gamma_e^2}, \quad \Delta_0 = a \sqrt{J/K},$$

где Δ_0 — ширина участка ДГ без БЛ, Λ — ширина БЛ, a — параметр решетки, $Q \equiv K/2\pi\gamma_e^2$. Следует отметить, что (2) и (3) описывают ДГ с вертикальной БЛ. Однако если в гамильтониане при суммировании обменных членов полагать, что угол φ меняется в направлении Ox , получили бы ДГ с горизонтальной БЛ.

В предположении, что равновесные структуры ДГ и БЛ, которые задаются уравнениями (2), (3), при движении спинов мало меняются (линейная задача), для энергии элементарных спиновых возбуждений в системе $x''y''z''$ имеем

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & J a^2 \sum_i [(\nabla^2 S_i^{y''})^2 + (\nabla^2 S_i^{z''})^2] + K \sum_i [(S_i^{y''})^2 + (S_i^{z''})^2] \cos 2\theta_i + \\ & + 4\pi\gamma_e^2 \sum_i (S_i^{y''})^2 \cos 2\theta_i \sin^2 \varphi_i - 2\pi\gamma_e^2 \sum_i (S_i^{z''})^2 (4 \sin^2 \theta_i \sin^2 \varphi_i - 1). \end{aligned} \quad (4)$$

В (4) линейные члены выпали в силу условий (2) и (3), а членами выше второго порядка при вычислении энергетического спектра можно пренебречь. Они несут ответственность за релаксационные процессы в спиновой системе.

Запишем теперь квантомеханическое уравнение движения для спина ($\hbar=1$)

$$\dot{S} = i [\mathcal{H}S].$$

Используя выражение (4) для гамильтониана, после вычисления коммутаторов получим

$$\begin{aligned} \dot{S}^{y''} = & -2J a^2 S \nabla^2 S^{z''} + 2K S S^{z''} \cos 2\theta - 4\pi\gamma_e^2 S S^{z''} (4 \sin^2 \theta \sin^2 \varphi - 1), \\ \dot{S}^{z''} = & 2J a^2 S \nabla^2 S^{y''} - 2K S S^{y''} \cos 2\theta - 8\pi\gamma_e^2 S S^{y''} \cos 2\theta \sin^2 \varphi. \end{aligned} \quad (5)$$

Отсюда для осциллирующих решений ($S^{y''}, S^{z''} \sim e^{-i\omega t}$) имеем

$$\begin{aligned} i\omega S^{y''} &= 2Ja^2S\nabla^2 S^{z''} - 2KSS^{z''} \cos 2\theta + 4\pi\gamma_0^2 S S^{z''} (4\sin^2 \theta \sin^2 \varphi - 1), \\ i\omega S^{z''} &= -2Ja^2S\nabla^2 S^{y''} + 2KSS^{y''} \cos 2\theta + 8\pi\gamma_0^2 S S^{y''} \cos 2\theta \sin^2 \varphi. \end{aligned} \quad (6)$$

В частном случае $\omega=0$ решением (6) являются

$$S^{y''} = B \sin \theta, \quad S^{z''} = C \sin \theta \sin \varphi, \quad (7), (8)$$

где B и C — константы.

Таким образом, гамильтониан (4) приводит к возбуждению системы с нулевой энергией. Это означает, что силы, связанные с энергиями обменного взаимодействия, анизотропии и размагничивания, не приводят к движению участка ДГ, где расположена БЛ. Они задают только закон распределения намагниченности. Следовательно, положение этой структуры является неустойчивым и любое сколь угодно малое возмущение может привести к ее смещению на бесконечность как в направлении Oz , увлекая за собой ДГ, так и в направлении Oy . По этой причине следует дополнить гамильтониан (4) некоторыми другими членами, в частности ввести в него члены, соответствующие двумерной потенциальной яме.

Энергии, необходимые для смещения на расстояние Δz и Δy представим в виде $\mathcal{H}' = \beta_0 (\Delta z)^2/2$, $\mathcal{H}'' = \alpha_0 (\Delta y)^2/2$, где β_0 , α_0 — коэффициенты квазиупругой силы, действующие вдоль Oz и Oy соответственно. Эти энергии можно учесть путем добавления в гамильтониан (4) членов $K' \sum_i (S_i^{y''})^2$ [11]

и $\lambda \sum_i (S_i^{z''})^2$. Действительно, согласно (2), смещение структуры на Δz эквивалентно повороту локальной системы координат на угол $\Delta\theta = (\Delta z/\Delta) \times \sin \theta$, а смещение на Δy , согласно (3), — повороту на угол $\Delta\varphi = (\Delta y/\Delta) \sin \varphi$. При этом, как видно из рисунка, в этой системе появляются поперечные составляющие спина $S^{y''} = S\Delta\theta$ и $S^{z''} = S \sin \theta \Delta\varphi$, что дает изменение энергии

$$K' \sum_i (S_i^{y''})^2 = K' (\Delta z/\Delta)^2 S^2 \sum_i \sin^2 \theta_i,$$

$$\lambda \sum_i (S_i^{z''})^2 = \lambda (\Delta y/\Delta)^2 S^2 \sum_i \sin^2 \theta_i \sin^2 \varphi_i.$$

Отсюда

$$\beta_0 = \frac{2K'S^2}{S_0\Delta_0^2} \sum_i \sin^2 \theta_i, \quad \alpha_0 = \frac{2\lambda S^2}{l\Delta^2} \sum_i \sin^2 \theta_i \sin^2 \varphi_i, \quad (9)$$

S_0 — площадь границы, относящаяся к БЛ; l — длина БЛ.

Учтем также диссипацию энергии, вводя в (5) релаксационный член по форме Ландау—Лифшица

$$\dot{\mathbf{S}} = \frac{\alpha}{S} [\dot{\mathbf{S}} \times \mathbf{S}],$$

где α — безразмерный параметр затухания.

Окончательно уравнения движения приобретают вид

$$\begin{aligned} \dot{S}^{y''} &= -2Ja^2S\nabla^2 S^{z''} + 2KSS^{z''} \cos 2\theta - 4\pi\gamma_0^2 S S^{z''} (4\sin^2 \theta \sin^2 \varphi - 1) + 2\lambda S S^{z''} + \alpha \dot{S}^{z''}, \\ \dot{S}^{z''} &= 2Ja^2S\nabla^2 S^{y''} - 2KSS^{y''} \cos 2\theta - 8\pi\gamma_0^2 S S^{y''} \cos 2\theta \sin^2 \varphi - 2K' S S^{y''} - \alpha \dot{S}^{y''}. \end{aligned} \quad (10)$$

Прежде чем применять (10) для расчета энергетического спектра, следует учесть еще одно обстоятельство. Как известно, в случае малых значений λ (почти не закрепленная БЛ) БЛ при движении изгибает ДГ. При этом из-за изменения направления спинов должна возникнуть обменная «сила», действующая на изогнутую часть ДГ. Для учета этого эффекта в выражение $S^{y''}$ (7), которое соответствует смещению вдоль Oz , следует включить зависимость от y , т. е. имеем

$$S^{y''} = B(y) \sin \theta. \quad (11)$$

Уравнения (10) аналитически можно решить в двух предельных случаях, когда $\Lambda \gg l_0$ и $l_0 \gg \Lambda$; $l_0 = (Ja^2/K')^{1/2}$ — длина области возмущения [6, 12].

1) $\Lambda \gg l_0$, т. е. случай жесткой ДГ, когда $2K'S \gg 4\pi\gamma_0^2 S$. Пренебрегая в (10) членом $2Ja^2S\partial^2 S^{y''}/\partial y^2$, после подстановки в них (11) и (8) получим

$$\dot{S}^{y''} = 2\lambda S S^{z''} + \alpha \dot{S}^{z''}, \quad \dot{S}^{z''} = -2K'S S^{y''} - \alpha \dot{S}^{y''}. \quad (12)$$

Из (12) для частоты находим

$$\omega_L^2 = 2\lambda S \cdot 2K'S/(1 + \alpha^2).$$

Эффективная масса, определяемая как $m_L = \alpha_0/\omega_L^2$, при $\alpha \ll 1$ совпадает с эффективной массой, полученной в работе [12] в линейном случае.

Заметим, что такие же результаты можно получить, используя для $S^{y''}$ и $S^{z''}$ выражения (7) и (8), не пренебрегая при этом членом $2Ja^2S\partial^2 S^{y''}/\partial y^2$. Таким образом, в случае $\Lambda \gg l_0$ изгиб ДГ несуществен. Правильность этого предположения будет показана ниже.

2) $l_0 \gg \Lambda$. В этом случае следует рассчитать вышеупомянутую обменную «силу». Подставляя (11) во второе уравнение (10), имеем

$$\dot{S}^{z''} = 2Ja^2S \frac{\partial^2 S^{y''}}{\partial y^2} - 2K'S S^{y''} - \alpha \dot{S}^{y''}. \quad (13)$$

Следуя работе [6], приравняем нулю временные производные в (13). При этом для B в соответствии с приближением $l_0 \gg \Lambda$ можно записать

$$B = B_0 \exp[-k|y - y_L|], \quad k = 1/l_0, \quad (14)$$

y_L — координата БЛ. Интегрируя (13) по толщине БЛ, после подстановки в него (14), для «силы» получим $f = -(2\sqrt{4\pi\gamma_0^2 S \cdot 2K'S}/\pi)S^{y''}$. Учитывая этот член в (10) и подставляя в них (7) и (8), имеем

$$\dot{S}^{y''} = 2\lambda S S^{z''} + \alpha \dot{S}^{z''}, \quad \dot{S}^{z''} = -2/\pi \sqrt{4\pi\gamma_0^2 S \cdot 2K'S} S^{y''} - \alpha \dot{S}^{y''}. \quad (15)$$

Отсюда для частоты находим

$$\omega_{L_0}^2 = 4\lambda S \sqrt{4\pi\gamma_0^2 S \cdot 2K'S}/\pi (1 + \alpha^2). \quad (16)$$

Выражение (16) при $\alpha \ll 1$ с точностью до постоянного множителя порядка единицы совпадает с выражением, полученным в работе [6].

При получении (15) в силу условия $l_0 \gg \Lambda$ ($4\pi\gamma_0^2 S \gg 2K'S$) мы пренебрегли членом $2K'S S^{y''}$, а при $\Lambda \gg l_0$ ($2K'S \gg 4\pi\gamma_0^2 S$), непосредственно сравнивая члены $2\sqrt{4\pi\gamma_0^2 S \cdot 2K'S}/\pi$ и $2K'S$, можно убедиться, что силой, связанной с изгибом ДГ, можно пренебречь.

Отметим, что уравнения (10) можно применять также для участка ДГ вдали от БЛ (понятие вдали от БЛ будет уточнено ниже). Поскольку структура границы вдали от БЛ является одномерной, очевидно, что $S^{y''}$ и $S^{z''}$ при выходе из участка с БЛ должны переходить в известные выражения для одномерной ДГ [11]. Как видно из (7), (8), следует изменить только $S^{z''}$. Представим его в виде

$$S^{z''} = C \sin \theta \cos \varphi. \quad (17)$$

Это выражение при $\varphi \rightarrow 0$, π действительно переходит в БЛ для одномерной ДГ [11].

Подставляя (17) и (7) в (10), после несложных выкладок для частоты имеем

$$\omega_{IV}^2 = 2K'S (4\pi\gamma_0^2 S + 2\lambda S)/(1 + \alpha^2). \quad (18)$$

При $4\pi\gamma_0^2 S \gg 2\lambda S$ (это условие выполняется в большинстве случаев) и $\alpha \ll 1$ (18) совпадает с результатом Винтера [11].

Для рассмотрения процессов поглощения высокочастотной энергии ядерными спинами в гамильтониан невозмущенной задачи, кроме электронной части (4), включим энергию сверхтонкого взаимодействия $\mathcal{H}_{\text{СТВ}} = ASI$, где A — константа СТВ. В качестве возмущения предположим, что к системе приложено линейно-поляризованное внешнее переменное магнитное поле, направленное вдоль оси Ox (H^x) или вдоль оси Oy (H^y). Учитывая, что параллельными $S^{y''}$ и $S^{z''}$ при перемещении в направлениях Oz и Oy являются поля с величинами $H^x \sin \theta$ и $H^y \sin \theta \sin \varphi$ (см. рисунок), соответствующие энергии можно представить в виде

$$\mathcal{H}^{\text{III}} = -\gamma_e S^{y''} H^x \sin \theta, \quad \mathcal{H}^{\text{IV}} = -\gamma_e S^{z''} H^y \sin \theta \sin \varphi.$$

Комплексная восприимчивость, определяющая поглощаемую спиной энергией в линейном приближении относительно внешнего переменного поля, выражается через Фурье-образы запаздывающих функций Грина [13]

$$\chi_{\alpha\alpha}(\omega) = 2\pi\gamma_e^2 \sum_{i,j} \langle\langle S_i^\alpha + \frac{\gamma_n}{\gamma_e} I_i^\alpha \mid S_j^\alpha + \frac{\gamma_n}{\gamma_e} I_j^\alpha \rangle\rangle \omega, \quad \alpha = x, y, \quad (19)$$

γ_n — гиромагнитное отношение ядер. Переходя в (19) в локальную систему координат и полагая, что $I^x \simeq I$, получим

$$\chi_{\alpha\alpha} = \chi_{ss} + 2\chi_{Is} + \chi_{II}, \quad \chi_{ss} = 2\pi\gamma_e^2 \langle\langle S_i^\beta S_j^\beta \rangle\rangle_\omega, \quad \chi_{Is} = 2\pi\gamma_e \gamma_n \langle\langle I_i^\beta S_j^\beta \rangle\rangle_\omega, \quad \chi_{II} = 2\pi\gamma_n^2 \langle\langle I_i^\beta I_j^\beta \rangle\rangle_\omega,$$

где $\beta = y''$ при $H^y = 0$, $H^x \neq 0$ и $\beta = z''$ при $H^x = 0$, $H^y \neq 0$.

Используя обычную технику вычисления Фурье-образов функций Грина [13] и учитывая процедуру расчета электронных спектров (раздел 1), восприимчивость единым образом можно представить в виде

$$\chi_{ss} = \frac{M_0^2}{m^* \delta} \frac{\omega^2 - \omega_n^2}{(\omega^2 - \Omega_e^2)(\omega^2 - \Omega_n^2)},$$

$$\chi_{Is} = -\gamma_n M_0 \omega_T^2 \omega_n / (\omega^2 - \Omega_e^2)(\omega^2 - \Omega_n^2), \quad \chi_{II} = \gamma_n m_0 \omega_n (\omega^2 - \omega_e^2) / (\omega^2 - \Omega_e^2)(\omega^2 - \Omega_n^2), \quad (20)$$

где $M_0 = \gamma_e S$, $m_0 = \gamma_n I$ — равновесные электронные и ядерные намагниченности; $\omega_n = AS$ — частота ЯМР; ω_e^2 — частота электронных спинов; ω_T^2 описывает «перепутывание» колебаний электронных и ядерных спинов и приводит к динамическому сдвигу частоты; m^* определяет эффективную массу. Величины δ , ω_T^2 , m^* , ω_e^2 имеют различные значения в зависимости от местонахождения спина в ДГ и от направления приложенного переменного магнитного поля. Следует отметить, что при условии $\Lambda \gg l_0$ (область возмущения попадает внутрь ширины БЛ), по динамическим характеристикам, существуют две группы спинов, расположенные непосредственно в БЛ и вдали от нее ($\varphi = 0, \pi$), а в случае $l_0 \gg \Lambda$ (движение БЛ изгибает ДГ) — в области возмущения и за ее пределами, т. е. в данном случае участок ДГ вне длины l_0 находится вдали от БЛ. В дальнейшем для различия значений этих величин будем пользоваться следующими индексами: L ($\Lambda \gg l_0$), LO ($l_0 \gg \Lambda$), W — вдали от БЛ.

Для частотного спектра связанной электронно-ядерной спин-системы имеем

$$(\omega^2 - \omega_e^2)(\omega^2 - \omega_n^2) - \omega_T^2 \omega^2 = 0.$$

Полагая для простоты, что $\omega_e > \omega_n$, для электронно-подобной Ω_e и ядерно-подобной Ω_n частоты колебаний получим

$$\Omega_e^2, \Omega_n^2 = \frac{1}{2} \left\{ \omega_e^2 + \omega_T^2 + \omega_n^2 \pm \sqrt{(\omega_e^2 + \omega_T^2 - \omega_n^2)^2 + 4\omega_n^2 \omega_T^2} \right\}, \quad (21)$$

В случае $\omega_e < \omega_n$ в (21) меняется знак перед корнем. Заметим, что учет релаксационных процессов можно произвести путем замены $\omega_n \rightarrow \omega_n + i\Gamma_n$ и $\omega_e \rightarrow \omega_e + i\Gamma_e$, где Γ_e и Γ_n — параметры затухания для электронов и ядер. Эти вопросы подробно рассматриваются в работе [14]. Следует отметить, что зависимость Γ_e от безразмерного параметра α в разных случаях (L, LO, W) легко устанавливается на основе уравнений движения для электронного спина.

Заменяя в (20) в числителях соответствующих резонансных членов ω на Ω_e и Ω_n , для восприимчивости получим

$$\chi = \frac{\gamma_n m_0 \omega_n (\Omega_e^2 - \omega_n^2)}{(\Omega_e^2 - \Omega_n^2) (\omega^2 - \Omega_n^2)} (1 + \eta_n)^2 + \frac{M_0^2}{m^* \delta} \frac{\Omega_e^2 - \omega_n^2}{(\Omega_e^2 - \Omega_n^2) (\omega^2 - \Omega_e^2)} (1 - \eta_e)^2,$$

$$\eta_n = \frac{M_0}{m_0} \frac{\omega_T^2}{\omega_e^2 + \omega_T^2 - \omega_n^2} \frac{2}{1 + \sqrt{1 + \varepsilon}}, \quad \eta_e = \frac{m_e \gamma_n m^* \delta \omega_n}{M_0^2} \eta_n, \quad \sigma = 4 \frac{\omega_n^2 \omega_T^2}{(\omega_e^2 + \omega_T^2 - \omega_n^2)^2}, \quad (22)$$

η_n — коэффициент усиления ЯМР, η_e — коэффициент ослабления электронного резонанса, σ — параметр связи электронной и ядерной подсистем.

Как следует из (22), σ зависит как от разности частот ($\omega_e^2 + \omega_T^2 - \omega_n^2$), так и от соотношения m_0/M_0 . Даже в случае близости $\omega_e^2 + \omega_T^2$ и ω_n^2 при относительно высоких температурах система может быть слабо связанной из-за малости величины m_0/M_0 , т. е. определяющим для связи является не только соотношение между парциальными частотами, но и температура. При слабой связи $\sigma \ll 1$ (чему способствуют условие $\omega_e^2 + \omega_T^2 \gg \omega_n^2$ высокие температуры) для η_n из (22) имеем

$$\eta_n = \frac{M_0}{m_0} \frac{\omega_T^2}{\omega_e^2 + \omega_T^2}, \quad (23)$$

а при $\varepsilon \ll 1$ (этому способствуют условие $\omega_e^2 + \omega_T^2 \sim \omega_n^2$ и низкие температуры)

$$\eta_n = \frac{M_0}{m_0} \sqrt{\frac{\omega_T^2}{\omega_n^2}}.$$

В многодоменных образцах, содержащих БЛ, наряду с другими факторами (направление поля, времена релаксаций) одним из существенных факторов определения происхождения сигналов ЯМР является интенсивность сигнала, пропорциональная квадрату коэффициента усиления. В связи с этим проведем приблизительную оценку величины η_n для различных областей ДГ и при различных направлениях внешнего поля.

Рассмотрим сперва случай $H^x \neq 0, H^y = 0$. При этом $\delta = \Delta_0, m_L^* = m_{L0}^* = S/\Delta_0 2\lambda S, m_{nL}^* = S/\Delta_0 (2\lambda S + 4\pi\gamma_e^2 S), \omega_{TL}^2 = \omega_{TL0}^2 = 2\lambda S A I, \omega_{TW}^2 = (4\pi\gamma_e^2 S + 2\lambda S) A I, \omega_{eL}^2 = 2\lambda S \cdot 2K'S, \omega_{eL0}^2 = 2\lambda S 2\sqrt{4\pi\gamma_e^2 S \cdot 2K'S}/\pi, \omega_{eW}^2 = 2K'S (2\lambda S + 4\pi\gamma_e^2 S)$. Используя эти выражения, при $\varepsilon \ll 1$ из (23) получим

$$\eta_{nL} = \frac{M_0 H_n}{\Delta_0 m_L^* \omega_{eL}^2}, \quad \eta_{nL0} = \frac{M_0 H_n}{\Delta_0 m_{L0}^* \omega_{eL0}^2}, \quad \eta_{nW} = \frac{M_0 H_n}{\Delta_0 m_{nW}^* \omega_{eW}^2}, \quad (24)$$

H_n — сверхтонкое поле на ядрах, η_{nL} — коэффициент усиления при $\Lambda \gg l_0, \eta_{nL0}$ — при $l \gg \Lambda, \eta_{nW}$ — вдали от БЛ. Заметим, что в случае $4\pi\gamma_e^2 S \gg 2\lambda S$ η_{nW} совпадает со значением коэффициента усиления для обычной ДГ [15].

Для оценки выражений (24) воспользуемся численными данными, приведенными в работе [6]: $M_0 = 15.5$ Гс, $\beta_0 = 7.76 \cdot 10^6$ эрг/см⁴, $\alpha_0 = 164$ эрг/см³, $\gamma_e = 1.83 \cdot 10^7$ г^{-1/2}·см^{1/2}, $\Lambda = 1.32 \cdot 10^{-5}$ см, $\Delta_0 = 5.6 \cdot 10^{-6}$ см. (Следует отметить, что используемые данные удовлетворяют условию $l_0 \gg \Lambda$ и следо-

² При рассмотрении цепочки БЛ в η_{nL0} вместо ω_{eL0}^2 следует использовать выражение для частоты, полученное в работе [6].

вательно численные оценки для случая $l_0 \ll \Lambda$ здесь и в дальнейшем не будут приводиться). Полагая $H_n \sim 10^5$ Э и используя выражения (9), получим

$$\eta_{nL0} \sim 10^4, \quad \eta_{nW} \sim 10^5. \quad (25)$$

Как следует из (25), при имеющихся данных η_{nL0} меньше η_{nW} . Таким образом, если к образцу прикладывать внешнее переменное магнитное поле частотой ω_n вдоль оси x (при этом ядерные спины в домене покоятся), то сигналы ЯМР от ядер, расположенных вдали от БЛ в случае $l_0 \gg \Lambda$ сильнее по интенсивности, нежели от ядер, расположенных в области возмущения. Однако для других образцов возможна иная ситуация.

Рассмотрим теперь случай $H^y \neq 0$, $H^x = 0$. При этом $\delta = \Lambda/\Delta_0$, $m_L^* = \Delta_0 S/\Lambda \cdot 2K'S$, $m_{L0}^* = \Delta_0 S / (2\Lambda \sqrt{4\pi\gamma_e^2 S \cdot 2K'S/\pi})$, $\omega_{TL}^2 = 2K'S A I$, $\omega_{TL0}^2 = 2\sqrt{4\pi\gamma_e^2 S \cdot 2K'S} A I/\pi$. Используя вышеприведенные данные, при $c \ll 1$ получим

$$\eta_{nL} = \frac{\Delta_0}{\Lambda} \frac{M_0 H_n}{m_L^* \omega_{eL}^2}, \quad \eta_{nL0} = \frac{\Delta_0}{\Lambda} \frac{M_0 H_n}{m_{L0}^* \omega_{eL0}^2} \sim 10^4. \quad (26)$$

Сравнивая (26) с коэффициентом усиления для ядер в домене [16]

$$\eta_D = H_n/H_A \sim 10^2,$$

где $H_A \sim 10^3$ Э — поле анизотропии, можно видеть, что если к образцу прикладывать переменное поле частоты ω_n вдоль оси y , то сигналы ЯМР могут наблюдаться от ядер, расположенных в области возмущения, несмотря на то что число этих ядер меньше, чем ядер в доменах. Очевидно, что этому способствует большое число линий. Следует отметить, что полученное выражение для η_{nL0} совпадает с выражением коэффициента усиления для ядер в области возмущения, полученным в работе [17]. Заметим также, что для образцов, в которых возможно осуществление сильной связи, из-за увеличения коэффициента усиления [18] возрастает возможность наблюдения сигнала ЯМР от ядер, расположенных в БЛ или в области возмущения. Что касается коэффициента ослабления η_{\perp} , как видно из (22), его влияние будет заметным только при сверхнизких температурах.

В конце следует указать, что коэффициент усиления ЯМР в ДГ зависит от распределения спектральной плотности ядер по углу θ [19]. Естественно, что при наличии БЛ спектральная плотность ядер зависит и от угла φ , что, вообще говоря, может привести к некоторому разбросу величины η , связанному с угловым распределением спинов в БЛ.

3. Релаксационные процессы

Наряду с коэффициентом усиления ЯМР одной из важнейших характеристик ядерной спин-системы являются времена продольной T_1 и поперечной T_2 релаксаций. Для расчета T_1 вычислим сперва тепловые амплитуды движения электронных спинов с учетом размагничивающего эффекта, обусловленного искривлением ДГ [1] при распространении спиновой волны в БЛ.

Зададим $S^{y''}$ и $S^{z''}$ в виде

$$S^{y''} = S_0^{y''} \exp i(k_x x - \omega t), \quad S^{z''} = S_0^{z''} \exp i(k_x x - \omega t),$$

где $S_0^{y''}$, $S_0^{z''}$ определяются выражениями (7), (8). Учет размагничивающего поля $H(x)$, обусловленного магнитными зарядами, появляющимися во время движения участка ДГ с БЛ при $\partial S^{y''}/\partial x \neq 0$, произведем путем добавления в правую часть второго уравнения (10) члена $\gamma_e H(x)$. Следуя

методике работы [1], можно показать, что $H(x) = -4\pi\gamma_e S \Delta_0 k_x S^{y''}$. В отличие от [1] у нас фигурирует одномерный волновой вектор. Таким образом,

$$\begin{aligned} -i\omega S^{y''} &= (2Ja^2 S k_x^2 + 2\lambda S) S^{z''} - i\omega a S^{z''}, \\ i\omega S^{z''} &= (2Ja^2 S k_x^2 + 4\pi\gamma_e^2 S \Delta_0 k_x + 2\zeta S) S^{y''} - i\omega a S^{y''}, \end{aligned} \quad (27)$$

где ζ принимает значения $\zeta_L = K' (\lambda \gg l_0)$ и $\zeta_{L0} = \sqrt{4\pi\gamma_e^2 \cdot 2K'}/\pi$ ($l_0 \gg \lambda$).

Следует отметить, что (27) корректно описывает спектр спиновых волн для малых значений волнового вектора, когда длина волны велика по сравнению с шириной БЛ.

Энергию возбуждения системы представим в виде

$$E = \sum_i [(Ja^2 k_x^2 + 2\pi\gamma_e^2 k_x \Delta_0 + \zeta) (S_i^{y''})^2 + (Ja^2 k_x^2 + \lambda) (S_i^{z''})^2].$$

Учитывая, что $E = n(\omega)\omega$ [11], где $n(\omega)$ — число магновнов при данной температуре, находим

$$\begin{aligned} (S_i^{y''})^2 &= \frac{a^2 S}{2l \cdot 2\Lambda} \left(\frac{K}{J}\right)^{1/2} n(\omega) \left(\frac{2Ja^2 S k_x^2 + 2\lambda S}{2Ja^2 S k_x^2 + 4\pi\gamma_e^2 S k_x \Delta_0 + 2\zeta S}\right)^{1/2} \sin^2 \theta_i, \\ (S_i^{z''})^2 &= \frac{a^2 S}{2l \cdot 2\Lambda} \left(\frac{K}{J}\right)^{1/2} n(\omega) \left(\frac{2Ja^2 S k_x^2 + 4\pi\gamma_e^2 S k_x \Delta_0 + 2\zeta S}{2Ja^2 S k_x^2 + 2\lambda S}\right)^{1/2} \sin^2 \theta_i \sin^2 \varphi_i. \end{aligned} \quad (28)$$

При получении выражений (28) мы пренебрегли затуханием, но в некоторых случаях оно играет важную роль. В связи с этим вычислим также спектральные плотности поперечных компонент спина. Полагая, что $k_B T > \omega$, и используя технику случайной силы [20], для спектральной плотности y'' - и z'' -компонент спина получим

$$\begin{aligned} (S_{y''}^2)_\omega &= \frac{a^2 S}{S_0} \left(\frac{K}{J}\right)^{1/2} \Gamma_{ek} k_B T \frac{2Ja^2 S k_x^2 + 2\lambda S}{(\omega^2 - \omega'^2)^2 + \Gamma_{ek}^2 \omega^2}, \\ (S_{z''}^2)_\omega &= \frac{\omega^2}{(2Ja^2 S k_x^2 + 2\lambda S)^2} (S_{y''}^2)_\omega, \\ \omega'^2 &= (2Ja^2 S k_x^2 + 2\lambda S) (2Ja^2 S k_x^2 + 4\pi\gamma_e^2 S k_x \Delta_0 + 2\zeta S). \end{aligned} \quad (29)$$

В области ДГ вдали от БЛ как для тепловых амплитуд, так и для спектральной плотности справедливы выражения, полученные Винтером [11].

Как хорошо известно [11, 16], механизмом, приводящим к спин-решеточной релаксации ядер, являются флуктуации локального поля на ядре. Для ядер магнитных атомов основной вклад в локальное поле вносит СТВ. T_1 можно вычислить с помощью формул [11]

$$\left(\frac{1}{T_1}\right)_i = 2\pi \left(\frac{A^2}{4}\right) \left\{ \sum_{E_i, E_f} [(\langle E_i | S_i^{y''} | E_f \rangle)^2 + (\langle E_i | S_i^{z''} | E_f \rangle)^2] \rho(E_f) \delta(E_i - E_f) \right\}, \quad (30)$$

где $\Gamma_{ek} = 0$ и

$$\left(\frac{1}{T_1}\right)_i = \frac{\pi A^2}{2} \sum_k [(S_{y''}^2)_\omega + (S_{z''}^2)_\omega] \quad (31)$$

при $\Gamma_{ek} = 0$ и $\Gamma_{ek} \neq 0$ соответственно. Здесь E_i, E_f — энергии начального и конечного состояний; $S^{y''}, S^{z''}$ рассматриваются как операторы.

В случае пренебрежения затуханием при $\omega_n < \omega_l$ реальные процессы испускания или поглощения ядром одного магнона запрещены законом сохранения энергии, и в этом случае $1/T_1 = 0$ [11, 16]. В связи с этим мы сначала рассмотрим случай $\omega_n > \omega_l$ без учета затухания.

Плотность состояний в интервале энергии dE равна $dk/2\pi dE$. Поэтому имеем

$$\rho(k) = \frac{l}{2\pi} \frac{2\omega}{4\pi\gamma_e^2 S \cdot 2\lambda S \Delta_0 + 4Ja^2 S k_x (2\lambda S + 2\zeta S) + 6Ja^2 S \cdot 4\pi\gamma_e^2 S \Delta_0 k_x^2}$$

при $\omega > \omega_{eL}$, ω_{eL0} ; $\rho(k) = 0$ при $\omega < \omega_{eL}$, ω_{eL0} . Отметим, что основной вклад в ρ дает член, связанный с размагничивающим эффектом. С помощью (28) и (30) можно получить

$$\left(\frac{1}{T_1}\right)_i = \frac{\omega_n k_B T}{8S} \left(\frac{K}{J}\right) \left(\frac{2\pi\gamma_e^2}{J}\right)^{1/2} \frac{2\lambda S + 2\zeta S}{4\pi\gamma_e^2 S \cdot 2\lambda S}.$$

При учете затухания, полагая, что Γ_{ek} не зависит от k , с помощью (29) и (31) получим

$$\frac{1}{T_1} = \frac{\omega_n k_B T}{8S} \left(\frac{K}{J}\right) \left(\frac{8\pi\gamma_e^2}{J}\right)^{1/2} \frac{2\lambda S + 2\zeta S}{4\pi\gamma_e^2 S \cdot 2\lambda S} \operatorname{arctg} \frac{\omega_n \Gamma_e}{\omega_e^2 - \omega_n^2}. \quad (32)$$

Для простоты записи выражения T_1 приводятся в центре ДГ и БЛ. Что касается T_{1W} , то оно имеет тот же вид, что и в [11]. Отметим также, что вдали от БЛ размагничивающий эффект, связанный с искривлением ДГ при распространении в ней спиновой волны [1] (член типа $4\pi\gamma_e^2 S k_x^2 \Delta_0 / k'$, где $k'^2 = k_x^2 + k_y^2$ — двумерный волновой вектор), при расчете T_{1W} не столь существен.

Приведем сравнение времен продольной релаксации различных областей ДГ. Для простоты рассмотрим случай $\omega_n \Gamma_e < |\omega_e^2 - \omega_n^2|$. Используя вышеприведенные численные данные и выражение (32), имеем

$$T_{1W}/T_{1L0} \approx 5.$$

Проведенная оценка показывает, что происходит усиление продольной релаксации для ядер, расположенных в области возмущения, по сравнению с ядрами вдали от линий.

Для расчета времени поперечной релаксации получим сперва гамильтониан косвенного взаимодействия между ядерными спинами. Для этого запишем $S^{y''}$ и $S^{z''}$ в виде

$$S_i^{y''} = F \sum_k [a_k^+ e^{ikr} + a_k e^{-ikr}] \sin \theta_i,$$

$$S_i^{z''} = F \sum_k [a_k^+ e^{ikr} - a_k e^{-ikr}] \sin \theta_i \sin \varphi_i,$$

$$F = \left(\frac{S}{2}\right)^{1/2} \left[2 \left(\frac{J}{K}\right)^{1/2} \frac{l \cdot 2\Lambda}{a^2}\right]^{-1/2},$$

где a_k^+ , a_k — соответственно операторы рождения и уничтожения магнонов. С помощью канонического преобразования вида

$$b_k = \mu_k a_k + \nu_k a_{-k}^+, \quad \mu_k^2 - \nu_k^2 = 1$$

гамильтониан системы можно записать в виде

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{\text{int}},$$

$$\mathcal{H}_0 = \sum_k \omega_k b_k^+ b_k, \quad \mathcal{H}_{\text{int}} = FA \sum_{ik} [I_i^+ e^{ikr_i} (\mu_k b_k^+ - \nu_k b_{-k}) + I_i^- e^{-ikr_i} (\mu_k b_k - \nu_k b_{-k}^+)].$$

Перейдем в представление взаимодействия с помощью унитарного преобразования

$$U(t) = \exp(i\omega_k t b_k^+ b_k), \quad \tilde{\mathcal{H}} = U(t) \mathcal{H}_{\text{int}} U^+(t).$$

Тогда гамильтониан системы примет вид

$$\tilde{\mathcal{H}} = FA \sum_{ik} [\mu_k \tilde{b}_k I_i^+ e^{-ikr_i} e^{-i\omega_k t} - \nu_k \tilde{b}_{-k} I_i^- e^{ikr_i} e^{-i\omega_k t} + \mu_k \tilde{b}_k^+ I_i^- e^{ikr_i} e^{i\omega_k t} - \nu_k \tilde{b}_{-k}^+ I_i^+ e^{-ikr_i} e^{i\omega_k t}]. \quad (33)$$

Полагая, что ω_{k_0} гораздо больше всех частот, фигурирующих в (33), и применяя метод усреднения [21], получим

$$\bar{x} = \frac{1}{2} \sum_{ij} U_{ij} (I_i^+ I_j^- + I_i^- I_j^+),$$

$$U_{ij} = \sum_{\mathbf{k}} F^2 A^2 e^{i\mathbf{k}r_{ij}} (\mu_{\mathbf{k}}^2 + \nu_{\mathbf{k}}^2) \frac{1}{\omega_{\mathbf{k}}},$$

для малых \mathbf{k} выражение для U_{ij} имеет вид

$$U_{ij} = \frac{A^2}{32J} \left(\frac{K}{J} \right)^{1/2} \frac{e^{-\beta r_{ij}}}{2\Delta\beta},$$

$$\beta^2 = 2\lambda S \cdot 2\zeta S / 2J a^2 S (2\lambda S + 2\zeta S).$$

Второй момент для ядер дается выражением [15]

$$M_2 = \frac{4I(I+1)}{3} \sum_j U_{ij}^2.$$

Переходя от суммирования к интегрированию, получим

$$\frac{1}{T_2} = \sqrt{M_2} = B_1 \left[\frac{2K'S(2\lambda S + 2\zeta S)}{2\lambda S \cdot 2\zeta S} \right]^{1/4}, \quad (34)$$

$$B_1 = \frac{A^2}{32J} \left(\frac{J}{K} \right)^{1/4} \left(\frac{K}{K'} \right)^{1/2} \left(\frac{2\pi\gamma_2^2}{K'} \right)^{1/4} \left[\frac{2I(I+1)}{3} \right]^{1/2}.$$

Как следует из выражения (34), время поперечной релаксации для ядер, расположенных в БЛ и в области возмущения, примерно в $(2\pi\gamma_2^2/K')^{1/4}$ раз меньше времени релаксации ядер вдали от БЛ T_{2W} [11].

Таким образом, как следует из полученных результатов, особенности движения электронной намагниченности, связанные с наличием БЛ, существенным образом отражаются на динамических характеристиках ядерной спин-системы. В частности, времена релаксаций, как и коэффициенты усиления ЯМР, для различных областей границы отличаются друг от друга. Причем это отличие может быть существенным, что дает возможность определять происхождение сигнала ЯМР. Эти обстоятельства создают предпосылки использования ЯМР для исследования тонких магнитных пленок, а также для регистрации БЛ.

Отметим, что в работе [8] при исследовании пленки $Y_3Fe_5O_{12}$ на наблюдаемой зависимости интенсивности сигнала ядерного спинового эха от амплитуды возбуждающего импульса H_1 имеются три максимума. Наблюдаются также увеличение T_1 и T_2 для ядер в ДГ, которое не объясняется существующими теориями [16]. В связи с тем что при увеличении H_1 сигналы поступают от разных структур [8], связанных с различными значениями коэффициентов усиления, существование лишнего максимума, по-видимому, можно объяснить наличием БЛ. При малых H_1 в интенсивность сигнала дают вклад ядра, расположенные в ДГ и БЛ, а при больших — от ядер в доменах. В соответствии с этим сравнительно короткие времена релаксации связаны с ядрами, расположенными в ДГ и БЛ.

Авторы выражают благодарность Л. Л. Буишвили за внимание к работе и Т. Г. Вардосанидзе за многочисленные дискуссии.

Список литературы

- [1] Малоземов А., Слонзуский Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.
- [2] Горнаков В. С., Дедух Л. М., Никитенко В. И. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 3. С. 245—255.
- [3] Показаньев В. Г., Ялышев Ю. И., Лукаш К. И., Мурашев Г. Р. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. № 1. С. 21—23.
- [4] Звездин А. К., Попков А. Ф. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. № 5. С. 1789—1798.
- [5] Никифоров А. В., Сонин Э. Б. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. № 8. С. 325—327.
- [6] Никифоров А. В., Сонин Э. Б. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. № 4. С. 1309—1317.

- [7] Хуцишвили К. О., Суладзе З. П. // Тез. докл. XXIV Апперевского конгресса. Познань, 1988. С. 210.
- [8] Котов В. А., Лукашин В. Н., Старостенко И. В., Успенский М. И. // Тез. докл. XVIII Всес. конф. «Физика магнитных явлений». Калинин, 1988. С. 457.
- [9] Бережанский В. И., Полулях С. И., Грошенко И. А., Недвиге А. С., Дрокин А. И. // Тез. докл. X Всес. школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». Рига, 1986. С. 160.
- [10] Шевченко В. И., Погорелый А. И., Перепелица В. И. // Там же. С. 153.
- [11] Winter G. M. // Phys. Rev. 1961. V. 127. N 2. P. 452—459.
- [12] Звездин А. К., Попков А. Ф. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. С. 90—92.
- [13] Бонч-Бруевич В. Л., Тябликов С. В. Метод функции Грина в статистической механике. М.: ГИФМЛ, 1961. 312 с.
- [14] Игнатченко В. А., Мальцев В. К., Цифринович В. И. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. № 1. С. 217—227.
- [15] Иванов С. В., Куркин М. И. // Динамические и кинетические свойства магнетиков. М.: Наука, 1986. Гл. 8.
- [16] Туров Е. А., Петров М. П. Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1969. 260 с.
- [17] Вардосанидзе Т. Г., Суладзе З. П., Хуцишвили К. О. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 1. С. 295—297.
- [18] Вардосанидзе Т. Г., Хуцишвили К. О. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 5. С. 1567—1569.
- [19] Чекмарев В. П. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 9. С. 2870—2872.
- [20] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М.: Наука, 1976. 583 с.
- [21] Буишвили Л. Л., Менабде М. Г. // ЖЭТФ. 1979. Т. 77. № 6. С. 2435—2442.

Тбилисский государственный университет
Тбилиси

Поступило в Редакцию
22 ноября 1988 г.
В окончательной редакции
11 августа 1989 г.