УДК 538.116

ТЕНЗОР МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ В РОМБИЧЕСКОМ ФЕРРОМАГНЕТИКЕ

Ю. А. Димашко, П. П. Шатский, Д. А. Яблонский

Теоретически исследовано возбуждение доменной границы (ДГ) в ромбическом ферромагнетике переменным магнитным полем. Найден тензор высокочастотной магнитной восприимчивости ДГ. Исследована его зависимость от поляризации ДГ и от постоянной составляющей внешнего магнитного поля. Проведено обобщение полученных результатов на случай плоскопараллельной доменной структуры.

1. Как известно, в основном состоянии ферромагнетик (ФМ) обычно обладает доменной структурой [1]. Это оказывает влияние на его магнитную восприимчивость [2, 3]. Очевидно, что для вычисления тензора высокочастотной магнитной восприимчивости необходимо принять во внимание динамические свойства доменных границ (ДГ).

В настоящей работе теоретически исследовано возбуждение ДГ в ромбическом ФМ переменным магнитным полем. В результате найден тензор высокочастотной магнитной восприимчивости ДГ $\hat{\chi}(\omega)$. Исследована его зависимость от поляризации ДГ и от постоянной составляющей внешнего магнитного поля. Проведено обобщение полученных результатов на случай плоскопараллельной доменной структуры (ПДС). Учтены как однородная релаксация Ландау—Лифшица, так и обменная релаксация Барьяхтара [4].

2. Рассмотрим ромбический ФМ с легкой осью, направленной вдоль оси OZ. ДГ расположена в плоскости, перпендикулярной оси OX. Поверхностная плотность энергии ДГ равна [5, 6]

$$\sigma=\sigma_0(1+w/Q),$$
$$w=\frac{\rho-1}{2}\sin^2\varphi-h_x\cos\varphi-h_y\sin\varphi-\frac{2\eta}{\pi}h_z s+\frac{\varkappa s^2}{2}. \tag{1}$$

Здесь $\sigma=4\sqrt{AK}$ — поверхностная плотность энергии блоховской ДГ; $Q=K/2\pi M^2\gg 1$ — фактор качества; A и K — постоянные неоднородного обмена и одноосной анизотропии; M — спонтанная намагниченность; $\rho=K_p/2\pi M^2$ — безразмерный параметр ромбической анизотропии; $q=s\Delta$ и φ — динамические переменные Слончевского [5]; $\Delta=\sqrt{A/K}$ — параметр ширины ДГ; η — топологический заряд ДГ ($\eta=\pm1$) [6]; $\mathbf{h}=\mathbf{H}/8M$ — безразмерное внешнее поле; $\varkappa$ — параметр жесткости закрепления ДГ. Уравнения Слончевского для плоской ДГ имеют вид [4-6]

$$\frac{\partial}{\partial\tau}(\eta s+\alpha_1\varphi)=-\frac{\partial w}{\partial\varphi},\qquad \frac{\partial}{\partial\tau}(\eta\varphi-\alpha_2 s)=\frac{\partial w}{\partial s}, \tag{2}$$

где $\tau=4\pi\gamma Mt$ — безразмерное время; γ — гиромагнитное отношение; $\alpha_1=\alpha$; $\alpha_2=\alpha+\alpha^e/3\Delta^2$; α, α^e — константы однородной и обменной релаксации.

3. Рассмотрим малые гармонические колебания ДГ, вызванные переменной составляющей магнитного поля

$$\mathbf{h} = \mathbf{h}_0 + \delta\mathbf{h}e^{i\omega\tau}, \qquad \varphi = \varphi_0 + \delta\varphi e^{i\omega\tau}, \qquad s = s_0 + \delta s e^{i\omega\tau}. \tag{3}$$

Здесь φ_0, s_0 — равновесные значения динамических переменных при заданном постоянном поле $\mathbf{h}_0$. После подстановки этих выражений в уравнения (2) и последующей их линеаризации получаем

$$\eta(\omega_0^2 - \omega^2)\,\delta s = i\omega(-\delta h_x \sin\varphi_0 + \delta h_y \cos\varphi_0) + 2/\pi \cdot \delta h_z (g + i\omega\alpha_1),$$
$$(\omega_0^2 - \omega^2)\,\delta\varphi = -i\omega(2/\pi)\,\delta h_z + (-\delta h_x \sin\varphi_0 + \delta h_y \cos\varphi_0)(\varkappa + i\omega\alpha_2), \tag{4}$$

где

$$\omega_0^2 = (g + i\omega\alpha_1)(\varkappa + i\omega\alpha_2), \qquad g = (\rho - 1)\cos 2\varphi_0 + h_{x0}\cos\varphi_0 + h_{y0}\sin\varphi_0. \quad (5), \ (6)$$

Отметим, что равновесное значение угла φ_0 связано с постоянной составляющей поля соотношением стационарности

$$\partial w/\partial\varphi\,|_{\varphi=\varphi_0} = (\rho - 1)\sin\varphi_0\cos\varphi_0 + h_{x0}\sin\varphi_0 - h_{y0}\cos\varphi_0 = 0. \tag{7}$$

4. Для вычисления тензора магнитной восприимчивости необходимо найти среднюю намагниченность образца

$$\langle\mathbf{m}\rangle = \frac{1}{D}\int \mathbf{m}(x)\,dx, \tag{8}$$

где

$$\mathbf{m}(x) = (\cos\varphi/\mathrm{ch}\,\xi,\ \sin\varphi/\mathrm{ch}\,\xi,\ \eta\,\mathrm{th}\,\xi) \tag{10}$$

— единичный вектор, указывающий направление намагниченности; $\xi = (x-q)/\Delta$; D — размер домена по оси OX.

В соответствии с разбиением (3) всех величин на постоянную и переменную составляющие, имеем

$$\langle\mathbf{m}\rangle = \langle\mathbf{m}_0\rangle + \langle\delta\mathbf{m}\rangle e^{i\omega\tau}. \tag{10}$$

Согласно (3), (8), (9),

$$\langle\delta\mathbf{m}\rangle = (-\pi\sin\varphi_0\delta\varphi,\ \pi\cos\varphi_0\delta\varphi,\ 2\eta\delta s). \tag{11}$$

Тензор высокочастотной магнитной восприимчивости $\hat{\chi}(\omega)$ определяется соотношением

$$\langle\delta\mathbf{m}\rangle = 8\hat{\chi}(\omega)\,\delta\mathbf{h}. \tag{12}$$

(Восьмерка из-за того, что поле нормировано на $8M$, а намагниченность — на M). После несложных вычислений получаем

$$\hat{\chi}(\omega) = \frac{\Delta}{4D}(\omega_0^2 - \omega^2)^{-1}\begin{pmatrix} \frac{\pi}{2}\sin^2\varphi_0(\varkappa + i\omega\alpha_2) & -\frac{\pi}{4}\sin 2\varphi_0(\varkappa + i\omega\alpha_2) & i\omega\sin\varphi_0 \\ -\frac{\pi}{4}\sin 2\varphi_0(\varkappa + i\omega\alpha_2) & \frac{\pi}{2}\cos^2\varphi_0(\varkappa + i\omega\alpha_2) & -i\omega\cos\varphi_0 \\ -i\omega\sin\varphi_0 & i\omega\cos\varphi_0 & \frac{2}{\pi}(g + i\omega\alpha_1) \end{pmatrix}. \tag{13}$$

Выражения (4) и (13) дают полную информацию о характере колебаний ДГ и частотной дисперсии ее магнитной восприимчивости. Из формул (4)—(6) следует, что частота резонансного возбуждения ДГ зависит как от постоянной составляющей $\mathbf{h}_0$ внешнего поля, так и от угла поляризации ДГ φ_0. Последнее следует отметить в связи с тем, что при $h_{x0}^{2/3} + h_{y0}^{2/3} < |1-\rho|^{2/3}$ ДГ имеет наряду с основным еще одно метастабильное состояние. (Мы отвлекаемся здесь от возможности изгиба ДГ [6]).

5. Полученные для одиночной ДГ результаты нетрудно обобщить на случай ПДС, состоящей из невзаимодействующих ДГ. Для этого лишь следует произвести усреднение по системе с учетом двух возможных поляризаций ДГ

$$\hat{\chi}_{\text{ПДС}}(\omega) = [S_+\hat{\chi}_+(\omega) + S_-\hat{\chi}_-(\omega)]/(S_+ + S_-), \tag{14}$$

где S_+, S_- — площади ДГ с одной (+) и второй (—) возможными поляризациями; $\hat{\chi}_+(\omega)$, $\hat{\chi}_-(\omega)$ — соответственно магнитные восприимчивости, отвечающие двум типам ДГ. Такое обобщение учитывает и возможность наличия закрепленных линий Блоха, разделяющих отдельные ДГ на участки с различной поляризацией.

6. Обратим внимание, что при получении тензора $\hat{\chi}(\omega)$ мы пренебрегли изменением направления намагниченности внутри доменов. Тем самым был отброшен доменный вклад в $\hat{\chi}(\omega)$, имеющий порядок Q^{-1}. В окрестности частоты резонанса доменных границ такое приближение вполне естественно, ибо частота однородного ферромагнитного резонанса лежит существенно выше.

Качественной особенностью тензора $\hat{\chi}(\omega)$ является отличие от нуля компонент χ_{xz} и χ_{yz}, которые тождественно зануляются в отсутствие ДГ [7, 8]. По ним легко найти угол поляризации ДГ

$$\operatorname{tg}\varphi_0 = -\chi_{xz}/\chi_{yz}. \tag{15}$$

7. Проанализируем тензор $\hat{\chi}(\omega)$ и общий характер вынужденных колебаний ПДС как системы невзаимодействующих ДГ в ряде простейших случаев.

а) $\mathbf{h}_0=0$, $\rho<1$. Имеем систему блоховских ДГ с двумя возможными поляризациями: $\varphi_0=\pm\pi/2$. Резонансная частота ω_0 в отсутствие постоянного поля $\mathbf{h}_0$ не зависит от поляризации.

Общая картина колебаний ДГ в ПДС определяется из выражения (4). Следует лишь учесть, что у соседних ДГ топологический заряд η всегда противоположен. Отсюда следует, что компонента δh_z возбуждающего поля вне зависимости от поляризации ПДС будет вызывать антифазное движение соседних ДГ. Компонента δh_x будет вызывать антифазное движение соседних ДГ только при одинаковой их поляризации. Если же поляризация соседних ДГ различна, то ДГ будут двигаться в фазе, т. е. поле δh_x раскачивает ПДС, вызывая трансляционные колебания всей системы ДГ. Переменное поле δh_y, согласно (4), не возбуждает блоховской ДГ. Это проявляется в занулении компонент χ_{xy}, χ_{yy}, χ_{yz} тензора $\hat{\chi}(\omega)$.

Недиагональная компонента χ_{xz} отлична от нуля для поляризованной системы блоховских ДГ ($S_+\neq S_-$) и зануляется для деполяризованной ($S_+=S_-$).

б) $\mathbf{h}_0=0$, $\rho>1$. Имеем систему неелевских ДГ с двумя возможными поляризациями: $\varphi_0=0$ и $\varphi_0=\pi$. Все качественные выводы те же, что и в случае $\rho<1$ с заменой $x \rightleftarrows y$.

в) $\mathbf{h}_0\neq 0$, $h_{x0}^{2/3}+h_{y0}^{2/3}<|\rho-1|^{2/3}$. Имеем систему ДГ с двумя возможными поляризациями: $\varphi_0=\varphi_+$ и $\varphi_0=\varphi_-$. Резонансная частота ω_0 не зависит от поляризации ДГ только при $h_{x0}=0$, $\rho>1$ либо $h_{y0}=0$, $\rho<1$ (на линиях фазового перехода I рода между двумя состояниями ДГ). Для всех остальных значений $\mathbf{h}_0$ резонансная частота зависит от поляризации ДГ. Следовательно, условия резонансного возбуждения ДГ с неодинаковой поляризацией различны. Это означает, что в деполяризованной ПДС будут наблюдаться два резонанса ДГ на двух различных частотах.

Так, например, при $\rho<1$ и $h_{x0}=0$ резонанс ДГ происходит при частотах [9]

$$\omega_\pm=(1-\rho\pm h_{y0})^{1/2}\varkappa^{1/2}. \tag{16}$$

При $|h_{y0}|=1-\rho$ один из резонансов исчезает, что отвечает потере устойчивости метастабильного состояния ДГ. В этот момент ПДС становится поляризованной.

8. Таким образом, тензор высокочастотной магнитной восприимчивости $\hat{\chi}(\omega)$ дает достаточно детальную информацию о состоянии ДГ и поляризации ПДС. Специфической особенностью тензора $\hat{\chi}(\omega)$ для поляризованной ПДС является отличие от нуля недиагональных компонент χ_{xz}, χ_{yz}, а для деполяризованной — наличие двух различных резонансных частот во внешнем поле.

В заключение отметим, что при получении тензора $\hat{\chi}(\omega)$ мы не учитывали магнитных зарядов на поверхности ФМ. Используемое приближение позволяет описывать ферромагнитные пленки (ФМП) типа «легкая ось в плоскости ФМП», для которых толщина ФМП намного больше ширины ДГ.

Список литературы

[1] Ландау Л. Д. Собрание трудов. Т. I. М.: Наука, 1969. 512 с.
[2] Janak J. F. // Phys. Rev. 1964. V. 134. N 2A. P. 411—422.
[3] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с.
[4] Барьяхтар В. Г. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. № 9. С. 2011—2019.
[5] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.
[6] Димашко Ю. А., Шатский П. П., Яблонский Д. А. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 10. С. 3084—3090.
[7] Туров Е. А., Танкеев А. П., Куркин М. И. // ФММ. 1969. Т. 28. № 2. С. 385—391.
[8] Зуев А. В., Сукстанский А. Л. // ФММ. 1985. Т. 59. № 1. С. 13—22.
[9] Барьяхтар Ф. Г., Гришин А. М., Зиновук А. В., Приходько Л. И. // Тез. докл. III сов.-чехосл. семинара «Физика магнитных доменов в фазовые переходы». Донецк, 1988. С. 47—49.

Донецкий физико-технический
институт АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
17 июня 1988 г.
В окончательной редакции
3 августа 1989 г.