УДК 538.221.01

ВЛИЯНИЕ БЫСТРО ОСЦИЛЛИРУЮЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ДОМЕННЫЕ ГРАНИЦЫ С ВНУТРЕННЕЙ СТРУКТУРОЙ

В. С. Герасимчук

Теоретически исследовано влияние высокочастотного (ВЧ) возбуждения на статические и динамические доменные границы (ДГ), обладающие внутренней структурой. Предполагается, что частота линейно поляризованного возбуждающего поля превышает резонансную частоту колебаний магнетика или ДГ. Установлено изменение параметров структуры ДГ в зависимости от направления возбуждающего поля относительно плоскости ДГ. Показано, что в поле ВЧ возбуждения верхняя граница стационарного режима движения ДГ достигается во внешних полях смещения, меньших уокеровского. Перенормируются динамические параметры ДГ.

В работе [1] исследовано влияние быстро осциллирующего магнитного поля на доменные границы в ферромагнетиках, имеющих простую структуру (блоховского или неелевского типов). Показано, что действие такого поля приводит к изменению средней энергии анизотропии и размагничивания ДГ, вследствие чего возможна ее переориентация относительно направления линейно поляризованного осциллирующего поля.

В настоящее время установлено [2], что процессы перемагничивания в магнетиках и свойства ДГ в них непосредственно зависят от внутренней структуры ДГ (наличия и трансформации вертикальных и горизонтальных линий Блоха и др.). С особенностями внутренней структуры ДГ связывают практически все динамические эффекты в магнетиках, в том числе формирование их динамического отклика на внешнее возбуждение [3, 4].

В данной работе рассмотрено поведение ДГ со сложной внутренней структурой, находящихся в поле ВЧ возбуждения. В соответствии с методикой [1, 5] принимаем, что частота быстро осциллирующего поля ω превышает частоту собственных колебаний магнетика $\omega_r \simeq \gamma H_a$, где $H_a = 2K/M$ — поле анизотропии, K — константа анизотропии, M — намагниченность насыщения, γ — гиромагнитное отношение. Пусть пластина одноосного материала имеет выделенное направление вдоль оси z; ДГ ориентирована в плоскости $z0x$. Будем исследовать отклик покоящихся и движущихся ДГ, имеющих внутреннюю структуру на возбуждение, создаваемое линейно поляризованным быстро осциллирующим полем $\mathbf{h}(t) = h_0 \cos \omega t$.

В основе исследований лежат уравнения Ландау—Лифшица в сферической системе координат

$$\dot{\theta} = -\frac{\gamma}{M \sin\theta} \frac{\delta E}{\delta \varphi} - \alpha \dot{\varphi} \sin\theta, \quad \dot{\varphi} \sin\theta = \frac{\gamma}{M} \frac{\delta E}{\delta \theta} + \alpha \dot{\theta}, \tag{1}$$

где E — плотность энергии, α — параметр затухания. Описываемое уравнением (1) движение намагниченности может быть разложено на плавные и осциллирующие составляющие [1, 5], характеризующие осцилляционный характер прецессии намагниченности относительно плавно меняющегося основного движения

$$(1+\alpha^2)\,\dot\theta_1=\gamma\,(h_\varphi^{(0)}+\alpha h_\theta^{(0)}),$$
$$(1+\alpha^2)\,\dot\varphi_1\sin\bar\theta\,(1-\theta_1^2/2)=\gamma\,(-h_\theta^{(0)}+\alpha h_\varphi^{(0)}),\tag{2}$$
$$(1+\alpha^2)\,\dot{\bar\theta}=\gamma\,[(H_\varphi^{(0)}+\bar H_\varphi^{(2)})+\alpha\,(H_\theta^{(0)}+\bar H_\theta^{(2)})],$$
$$(1+\alpha^2)\,\dot{\bar\varphi}\sin\bar\theta=\gamma\,[-(H_\theta^{(0)}+\bar H_\theta^{(2)})+\alpha\,(H_\varphi^{(0)}+\bar H_\varphi^{(2)})].\tag{3}$$

Здесь

$$H_\theta=-\frac{1}{M}\frac{\delta E_0}{\delta\theta},\quad H_\varphi=-\frac{1}{M\sin\theta}\frac{\delta E_0}{\delta\varphi},\quad h_\theta=-\frac{1}{M}\frac{\partial E_h}{\partial\theta},\quad h_\varphi=-\frac{1}{M\sin\theta}\frac{\partial E_h}{\partial\varphi},$$

$E=E_0+E_h$; $E_h=-\mathbf{Mh}$ — энергия, обусловленная осциллирующим полем $\mathbf{h}$; $\theta=\bar\theta+\theta_1$ и $\varphi=\bar\varphi+\varphi_1$ — соответственно средние по осцилляциям $(\bar\theta, \bar\varphi)$ и быстро осциллирующие $(|\theta_1|, |\varphi_1|\ll 1)$ значения углов сферических координат; чертой сверху обозначено усреднение по времени $(\omega^{-1}\ll\tau\ll\omega_r^{-1})$; индексы $i=0, 1, 2$ определяют величины i-го порядка по θ_1 и φ_1.

Наряду с уравнениями движения намагниченности (1) весьма эффективным является приближенный метод Слончевского [2] анализа динамического поведения ДГ. В нем используется то обстоятельство, что полярный угол θ распределения намагниченности $\mathbf{M}$ даже в ДГ с внутренней структурой практически не изменяется в сравнительно слабых полях смещения. В результате усреднения уравнений (1) по распределению спинов внутри ДГ можно получить уравнения для новых динамических переменных: координаты центра ДГ q и азимутального угла ψ

$$\frac{2M}{\gamma}\left(\dot\psi+\frac{\alpha\dot q}{\Delta(\psi)}\right)=-\frac{\delta\sigma}{\delta q},\quad \frac{2M}{\gamma}\,(\dot q-\alpha\dot\psi\Delta(\psi))=\frac{\delta\sigma}{\delta\psi},\tag{4}$$

где $\sigma\,\{q,\psi\}$ — локальная плотность энергии ДГ, определяемая выражениями

$$\frac{\delta\sigma}{\delta q}=\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{\delta E}{\delta q}\,dy,\quad \frac{\delta\sigma}{\delta\psi}=\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{\delta E}{\delta\psi}\,d\xi,$$

$\xi=y, x$ в зависимости от размерности ДГ; $\Delta\,(\psi)$ — параметр ширины ДГ, зависящий от характера распределения в ней вектора намагниченности.

Как и в уравнениях (1), в уравнениях (4) при $\omega\gg\omega_r$ можно выделить осциллирующие и плавные составляющие, полагая, как и выше, $\psi=\bar\psi+\psi_1$, однако $q=\bar q$, ибо усреднение по q фактически произведено в самих уравнениях (4). Тогда осциллирующей составляющей является ψ_1

$$(1+\alpha^2)\,\dot\psi_1=\gamma\,(f_q+\alpha f_\psi^{(0)}/\Delta\,(\psi)),\tag{5}$$

а система уравнений для плавных составляющих имеет вид

$$(1+\alpha^2)\,\dot{\bar\psi}=\gamma\,[F_q+\alpha\,(F_\psi^{(0)}+\bar F_\psi^{(2)})],$$
$$(1+\alpha^2)\,\dot{\bar q}=\gamma\Delta\,(\psi)\,[-(F_\psi^{(0)}+\bar F_\psi^{(2)})+\alpha F_q].\tag{6}$$

Здесь

$$F_q=-\frac{1}{2M}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{\delta E_0}{\delta q}\,dy,\quad F_\psi=-\frac{1}{2M\Delta(\psi)}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{\delta E_0}{\delta\psi}\,d\xi,\quad f_q=-\frac{1}{2M}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{\partial E_h}{\partial q}\,dy,$$

$$f_\psi=-\frac{1}{2M\Delta(\psi)}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{\partial E_h}{\partial\psi}\,d\xi.$$

Статические ДГ

1) ДГ, содержащая ВБЛ. Такая ДГ отличается от простой блоховской ДГ наличием переходных областей квазинеелевского типа

(ВБЛ), в которых значение азимутального угла вектора намагниченности плавно изменяется от одного разрешенного в блоховской ДГ значения ($\varphi=0$) до другого ($\varphi=\pi$) [2]. При описании распределения намагниченности в этом случае полагают, что $\theta=\theta(y)$, $\varphi=\varphi(x)$ и удовлетворяют граничным условиям

$$(\theta;\ \varphi)|_{(-\infty)}=0;\quad (\theta;\ \varphi)|_{(+\infty)}=\pi.$$

Плотность энергии ДГ с ВБЛ в винтеровском приближении есть

$$E_0=A\left[(\partial\theta/\partial y)^2+\sin^2\theta\,(\partial\varphi/\partial x)^2\right]+K\sin^2\theta+2\pi M^2\sin^2\theta\sin^2\varphi, \tag{7}$$

где A — постоянная обменного взаимодействия. Предположим, что осциллирующее магнитное поле направлено вдоль оси анизотропии образца $\mathbf{h}=(0,\,0,\,h)$ и ДГ покоится ($\dot\theta=\dot\varphi=0$). Этой ситуации соответствуют следующие решения системы (2):

$$\varphi_1^2=a^2/2,\quad \theta_1^2=0, \tag{8}$$

где $a^2=(\gamma h_0/\omega)^2<1$ и ограничиваемся членами квадратичными по a. С учетом решения (8) из системы (3) получим уравнения для углов $\bar\theta$ и $\bar\varphi$ стандартного вида

$$\Delta(\bar\varphi)(\partial^2\bar\theta/\partial y^2)=\sin\bar\theta\cos\bar\theta,\quad \Lambda(\partial^2\bar\varphi/\partial x^2)=\sin\bar\varphi\cos\bar\varphi \tag{9}$$

с тем отличием, что здесь

$$\Lambda=\Lambda_0(1+a^2/2),$$

$$\Delta(\bar\varphi)=\Delta_0\left[1+Q^{-1}\left(\sin^2\bar\varphi+\frac{a^2}{2}\cos 2\bar\varphi\right)+\Delta_0^2(\partial\bar\varphi/\partial x)^2\right]^{-1/2}, \tag{10}$$

где $\Delta_0^2=A/K$, $\Lambda_0^2=A/2\pi M^2$ — ширина блоховской ДГ и ВБЛ; $Q=K/2\pi M^2$ — фактор качества.

Преобразовав $\Delta(\psi)$ на основании (9) к виду

$$\Delta(\bar\varphi)=\Delta_0\left[1+2Q^{-1}(a^2/4+(1-a^2)\sin^2\bar\varphi)\right]^{-1/2}, \tag{11}$$

легко установить, что наличие ВЧ возбуждения, ориентированного вдоль ВБЛ, ведет к увеличению ее локальной ширины Λ и характерным изменениям локальной ширины ДГ $\Delta(\varphi)$: в окрестности ВБЛ она увеличивается, а вдали от нее уменьшается. Так как в отсутствие осциллирующего поля наблюдается сужение ДГ в месте расположения ВБЛ, то, вероятно, можно говорить о некотором сглаживании профиля ДГ при включении ВЧ возбуждения.

Плотность поверхностной энергии ДГ можно представить в виде

$$\sigma_W=\sigma_0\Delta_0/\Delta(\varphi), \tag{12}$$

где $\sigma_0=4(AK)^{1/2}$ — плотность поверхностной энергии блоховской ДГ. Энергия, приходящаяся на единицу длины ВБЛ, равна

$$E_{\text{ВБЛ}}=(1-a^2)\,8AQ^{-1/2}.$$

Если ВБЛ в ДГ распределены периодически [2] вдоль оси с периодом S (кластер ВБЛ), то локальная ширина ДГ определяется выражением

$$\Delta(S)=\Delta_0\left\{1+Q^{-1}\left[(1-a^2)(2\sin^2\bar\varphi+(1-k^2)/k^2)+a^2/2\right]\right\}^{-1/2}, \tag{13}$$

а ширина ВБЛ оказывается отличной от параметра Λ, определяемого (8), и равна

$$\Lambda(S)=\Lambda k, \tag{14}$$

где k — модуль полного эллиптического интеграла 1-го рода $K(k)$ находится из соотношения $2S=4kK(k)\Lambda(S)$. Равновесный интервал S_θ для кластера ВБЛ в ДГ есть

$$S_0 = \sqrt{2}\,\pi\Lambda(S)\,[1 + 2Q^{-1}]^{-1/2}.$$

Очевидно, характерный отклик покоящейся ДГ с ВБЛ на ВЧ возбуждение должен иметь место и при других направлениях линейно-поляризованного осциллирующего поля. Так, при его ориентации вдоль плоскости ДГ $\mathbf{h}=(h, 0, 0)$ из системы (3) получим связанные уравнения для $\bar\theta$ и $\bar\varphi$

$$\partial^2\bar\varphi/\partial x^2 - \Lambda_0^{-2}\sin\bar\varphi\cos\bar\varphi = \frac{a^2}{2}\left[(\partial\bar\varphi/\partial x)^2 - \Lambda_0^{-2}(1+\sin^2\bar\varphi)\right]\operatorname{ctg}^2\bar\theta\sin\bar\varphi\cos\bar\varphi,$$

$$\partial^2\bar\theta/\partial y^2 = \Big\{\Delta_0^{-2} + \Lambda_0^{-2}\sin^2\bar\varphi + (\partial\bar\varphi/\partial x)^2 - \frac{a^2}{2}\left[\Delta_0^{-2} + \Lambda_0^{-2} + ((\partial\bar\varphi/\partial x)^2 - \Lambda_0^{-2}\operatorname{ctg}^2\bar\varphi)\times\right.$$

$$\left.\times\operatorname{ctg}^2\bar\theta\sin^2\bar\varphi\right]\Big\}\sin\bar\theta\cos\bar\theta, \qquad (15)$$

описывающие нетривиальный характер распределения намагниченности в ДГ. Подобная взаимосвязь между $\bar\theta$ и $\bar\varphi$ имеет место и в другом случае нормального падения осциллирующего поля на ВБЛ, а именно если это поле ориентировано перпендикулярно к плоскости ДГ $\mathbf{h}=(0, h, 0)$. Этот факт согласуется с утверждением о возможности усложнения структуры ДГ при наложении внешних полей [6] и свидетельствует в пользу нелинейного закручивания спинов в участках ДГ, которое может быть связано с зарождением ВБЛ [4].

2) «С к р у ч е н н а я» ДГ. Под скрученной мы понимаем такую ДГ (СДГ), в которой изменения структуры происходят по толщине пленки [2]. Распределение намагниченности в ней вдоль оси z является сильно неоднородным: с изменением z от $-l/2$ до $l/2$ (l — толщина пленки) азимутальный угол φ изменяется на 180°. Это связано с существованием плоскостной компоненты размагничивающего поля, возникающего из-за наличия нормальной составляющей вектора намагниченности на ограничивающих образец плоскостях. Составляющая этого поля в месте расположения ДГ изменяется по логарифмическому закону и для пленок с $l \gg \Delta_0$ равна [2]

$$H_y = 4\pi M \ln\left[z/(l-z)\right]. \qquad (16)$$

Плотность полной энергии СДГ в предположении, что $\theta=\theta(y)$ и $\varphi=\varphi(z)$, может быть записана в виде

$$E' = A(\partial\theta/\partial y)^2 + K\sin^2\theta + 2\pi M^2\sin^2\theta\sin^2\varphi - H_yM\sin\theta\sin\varphi. \qquad (17)$$

Здесь мы пренебрегаем слагаемым, связанным с дополнительной обменной энергией неоднородности намагниченности, пропорциональной $(\partial\varphi/\partial z)^2$, поскольку в гранатовых пленках характерный масштаб неоднородности $\mathbf{M}$ вдоль оси z существенно меньше толщины пленки.

Если осциллирующее поле имеет направление $\mathbf{h}=(0, 0, h)$, то решение системы (2) дается выражением (8), подставив которое в систему (3), получим

$$2\pi M^2\sin\bar\theta\sin 2\bar\varphi = (1 + {}^3/_4\,a^2)\,H_yM\cos\bar\varphi,$$

$$\frac{\partial^2\theta}{\partial y^2} - \left[\Delta_0^{-2} + \Lambda_0^{-2}\left(\sin^2\bar\varphi + \frac{a^2}{2}\cos 2\bar\varphi\right)\right]\sin\bar\theta\cos\bar\theta = \left(\frac{a^2}{4} - 1\right)\frac{H_yM}{2}\sin\bar\theta\sin\bar\varphi. \qquad (18)$$

Решение уравнений (18) позволяет найти характер распределения намагниченности в СДГ при наличии ВЧ возбуждения

$$\cos\bar\theta = -\operatorname{th}\left(\frac{y}{\Delta_1}\right), \qquad \bar\varphi = \arcsin\left[\left(1 + \frac{3}{4}a^2\right)\frac{H_y}{4\pi M}\operatorname{ch}\left(\frac{y}{\Delta_1}\right)\right], \qquad (19)$$

где $\Delta_1^2 = A\,(K + \pi M^2a^2)^{-1}$ — параметр ширины СДГ. Ее плотность поверхностной энергии с учетом (19) равна

$$\sigma'_W = \sigma_0 + \left(1 + \frac{a^2}{2}\right)\frac{H_y^2\Delta_1}{4\pi}\operatorname{ch}\left(\frac{y}{\Delta_1}\right)\left[\operatorname{ch}\left(\frac{y}{\Delta_1}\right) - \pi\right]. \qquad (20)$$

Минимизируя (20) по $\bar{\varphi}$, определим зависимость $\bar{\varphi}(z)$

$$\bar{\varphi} = \frac{\pi}{2}(4n+3), \quad H_y < \left(\frac{3}{4}a^2 - 1\right)8M,$$
$$\bar{\varphi} = \arcsin\left[\left(1 + \frac{3}{4}a^2\right)\frac{H_y}{8M}\right], \quad |H_y| < \left(1 + \frac{3}{4}a^2\right)8M,$$
$$\bar{\varphi} = \frac{\pi}{2}(4n+1), \quad H_y > \left(1 - \frac{3}{4}a^2\right)8M. \tag{21}$$

Полагая далее, что полярный угол $\bar{\theta}$ остается постоянным при изменении азимутального угла $\bar{\varphi}$, можно проанализировать влияние других направлений осциллирующего поля на СДГ. При $\mathbf{h}=(h, 0, 0)$

$$\bar{\varphi} = \frac{\pi}{2}(4n+3), \quad H_y < \left(\frac{a^2}{4} - 1\right)4\pi M,$$
$$\bar{\varphi} = \arcsin\left[\frac{H_y}{4\pi M}\left(1 + \frac{a^2}{4}\left(\frac{H_y}{4\pi M}\right)^2\right)\right], \quad \left|\frac{H_y}{4\pi M}\left(1 + \frac{a^2}{4}\left(\frac{H_y}{4\pi M}\right)^2\right)\right| < 1,$$
$$\bar{\varphi} = \frac{\pi}{2}(4n+1), \quad H_y > \left(1 - \frac{a^2}{4}\right)4\pi M. \tag{22}$$

Если $\mathbf{h}=(0, h, 0)$, то ВЧ возбуждение не оказывает влияния на зависимость $\varphi(z)$ на ограничивающих образец поверхностях. В центральной же плоскости, перпендикулярной плоскости ДГ, имеем

$$\bar{\varphi} = \arcsin\left\{\frac{H_y}{4\pi M}\left[1 + \frac{a^2}{4}\left(1 - \left(\frac{H_y}{4\pi M}\right)^2\right)\right]\right\}, \quad \left|\frac{H_y}{4\pi M}\left[1 + \frac{a^2}{4}\left(1 - \left(\frac{H_y}{4\pi M}\right)^2\right)\right]\right| < 1. \tag{23}$$

Как следует из соотношений (19)—(23), покоящаяся СДГ также подвержена влиянию ВЧ возбуждения, которое проявляется в изменении характера распределения намагниченности в границе, ее ширины, изменении плотности поверхностной энергии.

Приведем численные оценки. В экспериментальной работе [4] представлены магнитные характеристики пленки: $4\pi M = 186.5$ Гс, $A = 2.12 \times \times 10^{-7}$ эрг/см^3, $H_a = 190$ Э, $Q = 1.02$. Принимая параметры осциллирующего поля $\omega = 10^9$ с$^{-1}$, $h_0 = 20$ Э, найдем относительное изменение ширины ВБЛ $(\Lambda - \Lambda_0/\Lambda_0 \simeq 0.1$, отношение параметров ширины блоховской ДГ и ДГ в осциллирующем поле вдали от области неоднородности намагниченности $\Delta_0/\Delta\,(\varphi) \simeq 1.1$; в месте расположения ВБЛ это отношение возрастает до $\Delta_0/\Delta\,(\varphi) \simeq 1.4$. Соответствующим образом изменяются и плотности поверхностной энергии участков ДГ. При наличии ВЧ возбуждения параметр ширины «скрученной» ДГ оказывается меньше блоховской $(\Delta_1 \simeq 0.9\Delta_0)$, но больше неелевской $(\Delta_1 \simeq 1.4\Delta_H)$. Так как для данной пленки $\Delta_0 \simeq \sqrt{2}\Delta_H$, то, очевидно, в осциллирующем поле происходит выравнивание профиля и СДГ.

Движущиеся ДГ

1) Одномерная ДГ, $\theta = \theta(y)$, $\varphi = \varphi(y)$. Как известно [7], блоховской ДГ присущ режим установившегося движения в малых внешних полях, характеризуемый постоянной ориентацией плоскости вращения магнитного момента. Исследуем характер движения ДГ с произвольным постоянным значением азимутального угла φ в быстро осциллирующем поле. Пусть оно, так же как и поле смещения $\mathbf{H}$, направлено вдоль оси анизотропии образца. С учетом затухания из системы (2) получим

$$\varphi_1^2 = \varkappa^2/2, \quad \theta_1^2 = 0, \quad \varkappa = a/(1 + \alpha^2). \tag{24}$$

Подставив эти значения в уравнения системы (3), ищем ее автомодельные решения вида $\bar{\theta} = \theta(y - Vt)$ и $\bar{\varphi} = \mathrm{const}$, где V — скорость движения ДГ. В результате имеем следующие уравнения:

$$V\,(\partial\theta/\partial y) = 2\pi M\gamma\,(1-\varkappa^2)\sin\theta\sin 2\varphi,$$

$$\alpha V\frac{\partial\theta}{\partial y} = \frac{\gamma}{M}\left\{-2A\,\frac{\partial^2\theta}{\partial y^2} + \left[K + 2\pi M^2\left(\sin^2\varphi + \frac{\varkappa^2}{2}\cos 2\varphi\right)\right]\sin 2\theta + MH\sin\theta\right\}. \quad (25)$$

Стандартная процедура [7] решения уравнений (25) позволяет найти

$$V = \gamma H\Delta\,(h_0)\,\alpha^{-1}, \quad \varphi = {}^1\!/_2 \arcsin\left(H/H_W\,(h_0)\right), \quad H_W\,(h_0) = (1-\varkappa^2)\,H_W, \quad (26)$$

где $H_W = 2\pi M\alpha$ — уокеровское поле [7]; $\Delta\,(h_0)$ — динамическая ширина ДГ, связанная со статической шириной блоховской ДГ соотношением

$$\Delta\,(h_0) = \Delta_0\left\{1 + (2Q)^{-1}\left[1 - (1/H_W)\sqrt{H_W^2\,(h_0) - H^2}\right]\right\}^{-1/2}. \quad (27)$$

Из приведенных выражений следует, что стационарный характер движения ДГ при наличии ВЧ возбуждения сохраняется вплоть до поля $H_W\,(h_0)$, что, однако, меньше уокеровского. В предельно малых полях подмагничивания

$$V = \mu H, \quad \mu = \mu_0\,(1 + \varkappa^2/2Q)^{-1/2}, \quad \Delta\,(h_0) = \Delta_0\,(1 + \varkappa^2/2Q)^{-1/2}, \quad \varphi = 0, \quad (28)$$

где $\mu_0 = \gamma\Delta_0/\alpha$ — подвижность блоховской ДГ. С ростом внешнего постоянного магнитного поля $\varphi \to \pi/4$ динамическая ширина ДГ монотонно уменьшается, а ее скорость в критическом поле подмагничивания $H = H_W\,(h_0)$ выходит на уокеровский предел [7] $V = V_W = 2\pi M\gamma\Delta_0\,(1 + 1/2Q)^{-1/2}$. Распределение намагниченности в ДГ, движущейся в поле ВЧ возбуждения, имеет вид

$$\cos\theta = -\mathrm{th}\,[(y - Vt)/\Delta\,(h_0)]. \quad (29)$$

При анализе влияния возбуждающего поля других направлений, отвлекаясь от динамической структуры ДГ (которая очевидным образом усложняется [6]), рассмотрим характер перемещения ее центральной плоскости, параллельной плоскости самой ДГ. В центре движущейся с постоянной скоростью ДГ вектор намагниченности лежит в плоскости $(x,\ y)$ под углом φ к плоскости ДГ. В этом случае решения системы уравнений (3) определяют следующие скорости стационарного движения ДГ в зависимости от направления осциллирующего поля:

$$V = V_0\left[1 + \frac{\varkappa^2}{8}\left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{H}{H_W}\right)^2}\right)\right], \quad \mathbf{h} = (h,\ 0,\ 0),$$

$$V = V_0\left[1 + \frac{\varkappa^2}{8}\left(1 + \sqrt{1 - \left(\frac{H}{H_W}\right)^2}\right)\right], \quad \mathbf{h} = (0,\ h,\ 0), \quad (30)$$

где $V_0 = \gamma H\Delta_0\alpha^{-1}\,[1 + (2Q)^{-1}\,(1 - \sqrt{1 - (H/H_W)^2})]^{-1/2}$ — скорость движения блоховской границы в отсутствие ВЧ возбуждения. Видно, что осциллирующее поле разных направлений оказывает различное влияние на движущуюся ДГ. В малых внешних полях подмагничивания $V = V_0$ при направлении осциллирующего поля вдоль оси x и $V = V_0\,(1 + \varkappa^2/4)$ при его ориентации вдоль оси y. Если $H = H_W$, то в обоих случаях скорость перемещения центра ДГ превышает уокеровскую $V = V_W\,(1 + \varkappa^2/8)$. Таким образом, как следует из (26), (27), (30), включение линейно-поляризованного осциллирующего поля вдоль координатных осей ведет к увеличению скорости движения границы; насыщение стационарного режима перемещения достигается в полях, меньших уокеровского.

Заметим, что решения, описывающие стационарный режим движения ДГ рассматриваемой структуры, могут быть получены и на основе уравнений (5) и (6). Так, при направлении возбуждающего поля $\mathbf{h} = (0,\ 0,\ h)$ решение уравнения (5) ψ_1 совпадает с соответствующим решением (24) для φ_1, и в результате уравнения системы (6) приводятся к виду

$$(1 + \alpha^2)\,\dot{\Phi} = \gamma\,[H - 2\pi M\alpha\,(1 - \varkappa^2)\sin 2\Phi], \quad (1 + \alpha^2)\,\dot{q} = \gamma\Delta\,(\psi)\,[2\pi M\,(1 - \varkappa^2)\sin 2\Phi + \alpha H]. \quad (31)$$

откуда и следуют искомые соотношения (26), в которых $\Delta(h_0)=\Delta(\psi)$.

Рассмотрим движение одномерной ДГ в слабом однородном переменном магнитном поле $H(t)$ [2]. Учтем осциллирующее поле $\mathbf{h}=(0, 0, h)$. Азимутальный угол представим в виде $\psi(t)=\psi_0+\psi_H(t)$, где $\psi_0=0$ — равновесное значение, $|\psi_H(t)| \ll 1$ характеризует незначительные, медленные отклонения от равновесного значения. Помимо этого имеются осцилляции $\psi_1^2=\varkappa^2/2$, обусловленные ВЧ возбуждением.

Избавимся от нелинейности в системе (6), выполнив разложение до членов, линейных по $\psi_H(t)$. Затем сведем ее к уравнению второго порядка относительно q

$$m\ddot{q}+\lambda(h_0)\dot{q}=2(1-\varkappa^2)MH(t)+\alpha(2\pi\gamma)^{-1}\dot{H}(t). \tag{32}$$

Здесь

$$m=(1+\alpha^2)[2\pi\gamma^2\Delta(0)]^{-1},\quad \lambda(h_0)=2M\alpha(1-\varkappa^2)[\gamma\Delta(0)]^{-1},\quad \Delta(0)=\Delta_0(1+\varkappa^2/2Q)^{-1/2} \tag{33}$$

имеют смысл эффективной массы и коэффициента вязкости, отнесенных к единице площади.

Применительно к параметрам пленки [4] получим следующие оценочные значения динамических характеристик: подвижность ДГ $\mu=1.1\,\mu_0$, критическое поле $H_W(h_0)$ примерно на 10 % меньше уокеровского. Таков же порядок изменения нормированного на единицу площади коэффициента вязкости в (33).

Как следует из ключевых формул работы, влияние ВЧ возбуждения, пропорционального $(h_0/\omega)^2$, на ДГ обусловлено изменениями, происходящими в границах. Эти изменения проявляются через характерные параметры ДГ: ширину, плотность поверхностной энергии, ширину ВБЛ. В связи с этим, а также непосредственно прямыми расчетами можно показать, что в быстро осциллирующем поле в определенной мере подвержены изменениям все величины, характеризующие поведение ДГ и ее структуру (блоховские линии и точки) и зависящие от Δ, Λ, σ.

Так, в двумерной ДГ ($\theta=\theta(y)$, $\varphi=\varphi(x)$) перемещение ВБЛ вдоль границы, возникающее за счет гиротропной силы в процессе движения последней [2], в возбуждающем поле задается выражением

$$V_x=\pi\sqrt{Q}\,\gamma H\Delta(\varphi)(2\alpha^2)^{-1} \tag{34}$$

с $\Delta(\varphi)$, определяемым (10).

Изменения эффективной массы ДГ и ВБЛ в осциллирующем поле должны повлечь изменения их собственных колебаний.

Наконец, заметим, что, пользуясь уравнениями Ландау—Лифшица (1) (и соответственно (2) и (3)), наибольший эффект следует ожидать в материалах с плоскостной анизотропией (геометрия экспериментов [3]). Помимо этого, в материалах с $Q \ll 1$ резонансная частота $\omega_r \sim \gamma 4\pi M$.

В то же время, поскольку характерные частоты динамических переменных в уравнениях Слонгевского (4) порядка резонансных частот ДГ $\omega_{ДГ}$, развиваемый метод исследования может быть применим при $\omega \gg \omega_{ДГ}=10^6 \div 10^7$ с$^{-1}$, что экспериментально реализуемо [4].

Автор выражает благодарность Ю. И. Горобцу, Д. А. Яблонскому и С. И. Денисову за полезные дискуссии.

Список литературы

[1] Елеонский В. М., Звездин А. К., Редько В. Г. // ФММ. 1977. Т. 43. № 5. С. 7—14.
[2] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М., 1982. 382 с.
[3] Горнаков В. С., Дедух Л. М., Никитенко В. И., Синогач В. Т. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. № 6. С. 2090—2103; Горнаков В. С., Дедух Л. М., Никитенко В. И. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 3. С. 245—255.
[4] Власко-Власов В. К., Хапиков А. Ф. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 4 (10). С. 1508.
[5] Ахиезер А. И., Пелетминский С. В. // ФТТ. 1968. Т. 10. № 11. С. 3301—3307.
[6] Елеонский В. М. // Нелинейные волны. Самоорганизация. М., 1983. С. 129—135.
[7] Schryer N. L., Walker L. R. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. P. 5406—5421.

Донецкий государственный университет
Донецк

Поступило в Редакцию
21 июня 1989 г.