1990 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 32, № 5
1990 SOLID STATE PHYSICS Vol. 32, N 5

УДК 538.1

ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА СОСТОЯНИЙ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ В ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

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

Построена фазовая диаграмма состояний доменной границы (ДГ) в ферромагнитной пленке во внешнем магнитном поле. Показано, что на фазовой диаграмме существуют области, в которых ДГ не имеет устойчивых одномерных состояний. Рассмотрена эволюция ДГ в магнитном поле. Переход через области неодномерного состояния может привести к зарождению субдоменной структуры.

1. Внешнее однородное магнитное поле, ортогональное направлению намагниченности в доменах, почти не изменяя состояния доменов, может изменять симметрию ДГ, ее структуру и геометрию [1-3], т. е. приводить к фазовым переходам в ДГ.

В настоящей работе построена фазовая диаграмма состояний ДГ в ферромагнитной пленке (ФМП) во внешнем магнитном поле с учетом неустойчивости плоской ДГ относительно изгибной деформации ее структуры.[1]

2. Энергия ромбического ферромагнетика во внешнем магнитном поле определяется следующим выражением:

$$E=\int\left[A\left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x_i}\right)^2-Km_z^2+\beta m_x^2-M\mathbf{m}\mathbf{H}\right]d\mathbf{r}+$$
$$+\frac{M^2}{2}\int \operatorname{div}\mathbf{m}(\mathbf{r})\operatorname{div}\mathbf{m}(\mathbf{r}')\frac{d\mathbf{r}d\mathbf{r}'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|},\qquad(1)$$

где A — константа неоднородного обменного взаимодействия; $K>0$; β — константы одноосной и ромбической анизотропии; $\mathbf{m}=\mathbf{M}/M$ — единичный вектор в направлении вектора намагниченности $\mathbf{M}$; M — намагниченность насыщения; $\mathbf{H}=(H_x,\ H_y,\ 0)$ — внешнее магнитное поле; последнее слагаемое — энергия магнитодипольного взаимодействия.

Мы будем исследовать изолированную ДГ в ферромагнитной пленке типа «легкая ось в плоскости ФМП» во внешнем магнитном поле $\mathbf{H}$. Вначале определим основные состояния исследуемой ДГ и области устойчивости этих состояний, полагая, что ДГ незаряжена (нормальная к ДГ компонента вектора намагниченности $\mathbf{M}$ в доменах не имеет разрыва на поверхности ДГ) и одномерна (направление вектора намагниченности $\mathbf{M}$ в ДГ зависит только от нормальной к поверхности ДГ координаты ξ).

Как показано в [4], во внешнем магнитном поле, параллельном плоскости ДГ и имеющем составляющую вдоль поляризации ДГ, при переходе метастабильной блоховской ДГ в стабильную более выгодна неоднородная деформация структуры ДГ, чем однородная. Для учета возможности неоднородной деформации ДГ мы исследуем спектр изгибных колебаний ДГ.

[1] Рассматривается ситуация, когда толщина магнитной пленки значительно больше толщины доменной границы.

Взаимное расположение ФМП, ДГ и используемых систем координат показано на рис. 1.

3. Пусть $Q=K/2\pi M^2 \gg 1$, $K/|\beta| \gg 1$, $K/MH \gg 1$.[2] Тогда можно считать [2], что структура ДГ в основном формируется одноосной анизотропией и неоднородным обменом, т. е. координатная зависимость полярного угла θ вектора $\mathbf{m}$ определяется обычным выражением

$$\theta=\theta_0(\xi)=2\operatorname{arctg}\exp(-\xi/\Delta),$$

где Δ — толщина ДГ.

Подставив θ в (1), после интегрирования по переменной ξ и минимизации по толщине ДГ определим плотность энергии σ ДГ в магнитном поле $\mathbf{H}$ при произвольной ориентации плоской ДГ относительно кристаллографических осей [2].

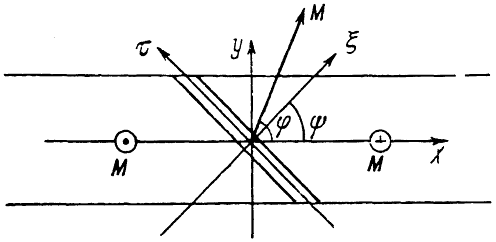

Рис. 1. Положение доменной границы в ферромагнитной пленке, системы координат.

При изменении ориентации ДГ в ФМП изменяется также и площадь ДГ. Поэтому в полную энергию ДГ будет входить множитель $\cos^{-1}\psi$, учитывающий это изменение. Так как увеличение площади ДГ существенно увеличивает ее энергию, то $\psi \ll 1$ (ниже будет показано, что $\psi \sim Q^{-1}$).

С учетом вышесказанного энергия плоской ДГ в ФМП в магнитном поле $\mathbf{H}$ с точностью до слагаемых первого порядка малости по Q^{-1} и второго по ψ равняется

$$E=E_0\left\{1+\frac{1}{2Q}\left[(\rho+1)\cos^2\varphi+\psi\sin 2\varphi-\right.\right.$$
$$\left.\left.-\frac{1}{4M}(H_x\cos\varphi+H_y\sin\varphi)+Q\psi^2\right]\right\}, \tag{2}$$

где $E_0=\sigma_0 S_0$, $\sigma_0=4\sqrt{AK}$, S_0 — площадь поперечного сечения ФМП, $\rho=\beta/2\pi M^2$.

Минимизируя (2) по ψ, определим вначале равновесное значение ψ, а затем, подставляя полученное значение в (2), найдем энергию ДГ, которая выражается только через переменную φ. В результате имеем

$$\psi=-\sin 2\varphi/2Q, \tag{3}$$

$$E=E_0\left\{1+\frac{1}{2Q^2}\left[B+\sin^4\varphi-(1+B)\sin^2\varphi-(h_x\cos\varphi+h_y\sin\varphi)\right]\right\}, \tag{4}$$

где

$$B=Q(1+\rho),\ \mathbf{h}=(\mathbf{H}/4M)Q.$$

В поле $\mathbf{h}=0$ основные состояния перечислены в работе [5]. В общем случае ($\mathbf{h}$ отлично от нуля) равновесные состояния определяются уравнением

$$h_x\sin\varphi-h_y\cos\varphi=\sin 2\varphi(B+\cos 2\varphi). \tag{5}$$

Линии лабильности этих состояний в параметрической форме имеют следующий вид:

$$h_x=2\cos^3\varphi(6\cos^2\varphi+B-5),\quad h_y=2\sin^3\varphi(6\sin^2\varphi-B-5). \qquad (6),\ (7)$$

Отметим, что (6), (7) определяют линии потери устойчивости ДГ относительно однородных деформаций ее структуры.

Линии фазовых переходов первого рода ФПI мы выпишем при описании фазовых диаграмм, используя результаты работы [6], так как (4) формально совпадает с потенциалом, исследованным в [6].

---

[2] Последнее из трех неравенств разрешает пренебречь изменением состояния доменов.

4. Спектр $\omega(\mathbf{k})$ длинноволновых изгибных колебаний плоской ДГ определим вблизи состояния $\psi=\psi_0$, $\varphi=\varphi_0$. Используя результаты работы [4], можно показать, что $\omega(\mathbf{k})$ представляется выражением

$$\omega(\mathbf{k})/\omega_M=\eta k\Delta \sin\varphi_{\mathbf{k}} \cos 2(\varphi_0-\psi_0)+\sqrt{H_1H_2+H_3^2}, \tag{8}$$

где

$$H_1=\frac{A}{2\pi M^2}k^2-\rho\cos 2\varphi_0+\frac{1}{8M}(H_x\cos\varphi_0+H_y\sin\varphi_0)-$$

$$-\cos 2(\varphi_0-\psi_0)+\frac{\pi^2}{4}k\left[\cos 2(\varphi_0-\psi_0)-\cos^2(\varphi_0-\psi_0)\cos^2\varphi_{\mathbf{k}}\right],$$

$$H_2=\frac{A}{2\pi M^2}k^2+k\Delta\cos^2\varphi_{\mathbf{k}},\quad H_3^2=\frac{\pi^2}{64}(k\Delta)^2\sin^2 2\varphi_{\mathbf{k}}\cos^2(\varphi_0\psi_0),$$

$\omega_M=4\pi\gamma M$, γ — гиромагнитное отношение, $\eta=1/2\int(dm_z/d\xi)\,d\xi$ — топологический заряд ДГ, $k=\sqrt{k_\tau^2+k_z^2}$, $\sin\varphi_{\mathbf{k}}=k_\tau k^{-1}$.

Характерными особенностями спектра (8), как и в [4], являются его асимметрия ($\varphi_{\mathbf{k}}\neq 0$, π, т. е. $k_\tau\neq 0$) и возможность обращения в нуль частоты при $\mathbf{k}\neq 0$ (в данном случае при изменении внешнего магнитного поля или ромбической анизотропии).

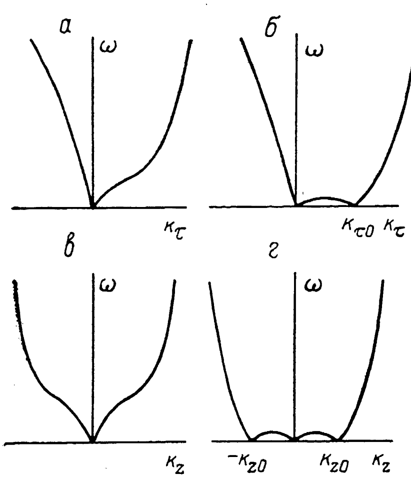

Рис. 2. Эволюция спектра изгибных колебаний доменной границы при изменении параметров системы.

Необходимым и достаточным условием устойчивости стационарного состояния являются соотношения $\mathrm{Re}\,\omega(\mathbf{k})\geqslant 0$, $\mathrm{Im}\,\omega(\mathbf{k})\leqslant 0$.

5. Выражение (8) представляет собой спектр изгибных колебаний плоской ДГ при произвольной равновесной ориентации ее поверхности относительно кристаллографических осей. Вектор намагниченности, характеризующий состояние ДГ, также имеет произвольное направление.

В рассматриваемой задаче связь между равновесными значениями ψ_0 и φ_0 определяется (3). С учетом этого выражения находим условия изгибной устойчивости плоской ДГ в ФМП относительно деформаций с $\mathbf{k}=(0,\ k_\tau,\ 0)$

$$^1/_2(h_x\cos\varphi_0+h_y\sin\varphi_0)-B\cos 2\varphi_0+\sin^2 2\varphi_0-(1+\pi^4/64)\cos^2 2\varphi_0\geqslant 0, \tag{9}$$

с $\mathbf{k}=(0,\ 0,\ k_z)$

$$^1/_2(h_x\cos\varphi_0+h_y\sin\varphi_0)-B\cos 2\varphi_0+\sin^2 2\varphi_0-\pi^4/64\cdot\sin^4\varphi_0\geqslant 0. \tag{10}$$

Возможна также неустойчивость ДГ относительно деформаций ее структуры с $\mathbf{k}=0$ и $\mathbf{k}=(0,\ k_\tau,\ k_z)$. Первая из этих деформаций учтена написанными уравнениями, так как является их частным случаем, а вторая, как показывает расчет, не влияет на вид исследуемых фазовых диаграмм. Поэтому соответствующие условия здесь не приводятся.

При строгом выполнении неравенств (9), (10) спектр имеет вид (рис. 2, *а*, *в*), а при выполнении равенства происходит касание оси k_τ или k_z в точках $|k_{\tau 0}|=(-\pi^2/8Q\sqrt{\Delta})\cos 2\varphi_0$ и $|k_{z0}|=(\pi^2/8Q\sqrt{\Delta})\sin^4\varphi_0$ соответственно (рис. 2, *б*, *г*), т. е. плоская ДГ становится изгибно неустойчивой.[3]

Объединяя результаты п. 3 и 5, мы сможем построить фазовые диаграммы состояний ДГ в ФМП.

---

[3] Касание осей k_τ и k_z может иметь место и в начале координат, при этом возникает однородная неустойчивость ДГ.

6. Фазовая h_x-B-диаграмма (рис. 3). Основные состояния ДГ задаются уравнением (5). Линия ФПI представляет собой часть оси B ($B \leqslant 1$). При $B < -1$ она разделяет состояния неелевской ДГ, отличающиеся поляризацией. Если $|B| < 1$, то линия ФПI является линией перехода между «косыми» фазами.

Линиями фазового перехода второго рода (ФПII) являются части прямых $h_{x1}(B) = \pm 2(B+1)$ ($B \geqslant -1$).

Рассмотрим эволюцию ДГ в поле h_x, начиная с $h_x=0$, при различных фиксированных значениях параметра B.

Метастабильная неелевская ДГ на линии $h_x = h_{x1}(B)$ теряет устойчивость и в результате однородного отклонения вектора намагниченности переходит в стабильную неелевскую ДГ ($B < -5$) или метастабильную

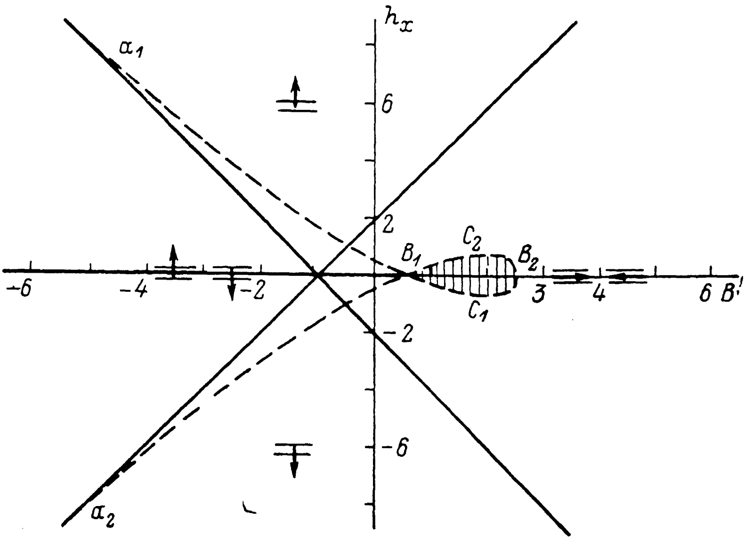

Рис. 3. Фазовая h_xB-диаграмма.

Жирная сплошная линия — ФПI, тонкая — ФПII, штриховая — потери устойчивости доменной границы относительно как однородной, так и неоднородной деформации ее структуры.

«косую» ДГ ($-5 < B < -1$), которая в свою очередь при дальнейшем монотонном изменении h_x также теряет устойчивость и переходит в стабильную неелевскую ДГ. (Линию потери устойчивости метастабильной «косой» ДГ мы обсудим ниже).

Состояние «косой» фазы ($h_x=0$) четырехкратно вырождено. Поле h_x частично снимает вырождение этой фазы — ДГ становятся попарно эквивалентны (две «косые» ДГ стабильные, а две другие метастабильные).

Стабильная «косая» ДГ на линии $h_x = h_{x1}(B)$ в результате ФПII переходит в стабильную неелевскую ДГ. Отметим, что вектор намагниченности отклоняется при этом однородным образом.

Метастабильная «косая» ДГ при изменении h_x в результате потери изгибной устойчивости переходит в стабильную неелевскую ДГ ($-1 < B < -0.5$) или в стабильную «косую» ДГ ($-0.5 < B < B_1 = 16/\pi^2 - 1$).

Магнитное поле h_x не снимает вырождения блоховской ДГ. При изменении h_x оба типа этих ДГ эволюционируют одинаково: вектор намагниченности однородно отклоняется от поверхности ДГ и при $h_x = h_{x1}(B)$ обе ДГ путем ФПII переходят в стабильную неелевскую ДГ.

Рассмотрим теперь структуру линии $a_1B_1a_2$ с петлей $B_1c_1B_2c_2$. Часть этой линии соответствует потере устойчивости метастабильной «косой» ДГ, причем при $-5 < B < -3.1$ она формируется соотношениями (6), (7), т. е. в этом интервале значений параметра B метастабильная «косая» ДГ неустойчива относительно однородной деформации. Если же $-3.1 < B < B_1$, то эта линия формируется (5), (10) и соответствует неустойчивости структуры метастабильной «косой» ДГ с $\mathbf{k} = (0, 0, k_z)$.

При $B_1 < B < B_2 = 1 + \pi^4/64$ рассматриваемая линия имеет точку самопересечения. На этом отрезке значений параметра B линия неустойчивости описывается (5), (9). Получающаяся в результате самопересечения петля ограничивает на фазовой диаграмме область, в которой любое одномерное состояние ДГ изгибно неустойчиво. Поэтому в этой области параметров ДГ в ФМП является неодномерной (на диаграмме рассматриваемая область заштрихована).

Используемое в настоящей работе приближение справедливо с точностью до Q^{-1}. В непосредственной окрестности точки B_1 имеет место неустойчивость и с $\mathbf{k} = (0, 0, k_z)$, но величины соответствующих полей неустойчивости для деформаций структуры ДГ с k_τ и k_z отличаются во втором порядке по Q^{-1}.

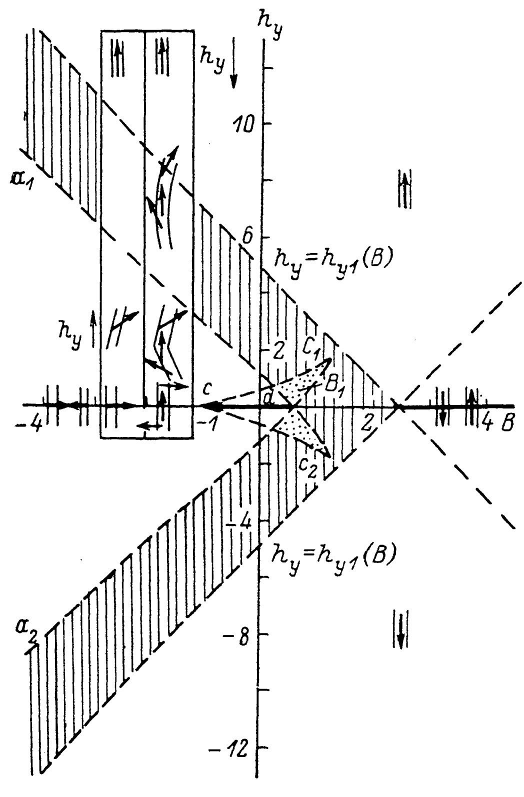

Рис. 4. Фазовая $h_y B$-диаграмма. Обозначения те же, что и на рис. 3.

Следует отметить, что в данной работе мы не исследуем структуру неодномерных состояний ромбического ферромагнетика. Это обстоятельство не позволяет конкретизировать род ФП между одномерным и неодномерным состояниями ДГ. Описанная ранее линия ФП1 отвечает переходам между однородными фазами. На диаграмме показана только ее часть, лежащая вне области неодномерности.

7. Фазовая h_y-B-диаграмма (рис. 4). Основные состояния ДГ, как и раньше, задаются уравнением (5).

Линия ФП1 представляет собой часть оси B. При $B > B_2 = 1 + \pi^4/64$ она разделяет состояния блоховской ДГ, отличающиеся поляризацией. Если $-1 < B < B_1$, то линия ФП1 разделяет состояния «косой» фазы. По причинам, о которых говорилось выше, мы не учитывали часть линии ФП1 одномерных состояний, проходящую через область неодномерного решения.

Рассмотрим эволюцию ДГ в поле h_y. Поле h_y не снимает вырожденного состояния неелевской фазы ($B < -1$). Оба типа ДГ развиваются одинаковым образом при изменении h_y. На линии a_1B_1, формируемой соотношениями (5), (9), они становятся неустойчивыми относительно деформации структуры с $\mathbf{k} = (0, k_\tau, 0)$. Далее существует интервал полей вплоть до $h_{y1}(B) = \pm 2(1 + \pi^4/64 - B)$, в котором у ДГ нет устойчивых одномерных состояний. Дальнейшее монотонное изменение h_y переводит неодномерную ДГ в устойчивую блоховскую ДГ.

Обратное изменение h_y из области устойчивости блоховской ДГ в область устойчивости неелевской ДГ при переходе через область неодномерного состояния ДГ приводит к явным условиям образования субдоменной структуры (см. вставку на рис. 4).

«Косая» фаза остается и в поле h_y частично вырожденной. Стабильная «косая» ДГ эволюционирует аналогично неелевской ДГ. Метастабильная «косая» ДГ имеет особенности. Это связано с тем, что область ее устойчивости проходит через область неодномерности. При $-1 < B < 0.3$ метастабильная «косая» ДГ на линии cd, формируемой (6), (7), переходит в стабильную «косую» ДГ. При других значениях параметра B рассматриваемая ДГ при изменения h_y переходит в неодномерную ДГ. Причем переход в неодномерное состояние осуществляется как на линии потери однородной устойчивости (участок dc_1), так и на линии потери неоднородной устойчивости (участок c_1B_1).

Поле h_y снимает вырождение блоховской фазы. Метастабильная блоховская ДГ на линии $h_y = h_{y1}(B)$ теряет устойчивость относительно деформации по k_τ и переходит в устойчивую блоховскую ДГ.

8. Мы закончили построение фазовых диаграмм ДГ в ФМП. В результате указаны области значений параметров, в которых описание ДГ одномерной моделью недопустимо. Неодномерные ДГ и их эволюция в магнитном поле требуют отдельного исследования. Но уже можно отметить, что зарождение субдоменной структуры в ДГ аналогично зарождению доменной структуры в ферромагнитной пленке [7].

Список литературы

[1] Хуберт А. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. М.: Мир, 1977. 306 с.

[2] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.

[3] Богданов А. Н., Телепа В. П., Шатский П. П., Яблонский Д. А. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. № 5. С. 1738—1747.

[4] Димашко Ю. А., Шатский П. П., Яблонский Д. А. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 10. С. 3084—3090.

[5] Димашко Ю. А., Шатский П. П., Яблонский Д. А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 8. С. 164—168.

[6] Барьяхтар В. Г., Богданов А. Н., Яблонский Д. А. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 1. С. 116—121.

[7] Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А. // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. № 4. С. 1504—1516.

Донецкий физико-технический институт АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
7 августа 1989 г.
В окончательной редакции
20 ноября 1989 г.