

УДК 537.611.3

ДОМЕННЫЕ СТРУКТУРЫ ПРИ СПИН-ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННЫХ ПЕРЕХОДАХ. РАВНОВЕСНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПОЛОСОВЫХ И ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ДОМЕНОВ В МАГНЕТИКАХ

В. Г. Барьяхтар, А. Н. Богданов, Д. А. Яблонский

Показано, что двухфазная доменная структура промежуточного состояния магнетика при произвольном спин-переориентационном переходе эффективно описывается хорошо изученной моделью ферромагнетика с доменной структурой. Определены равновесные параметры и границы существования ЦМД и полосовых доменов в пластине при произвольном спин-переориентационном переходе.

1. Задача определения равновесных состояний магнетика с доменной структурой (ДС) в рамках феноменологической теории как и в ферромагнетике [1-3] сводится к решению системы нелинейных интегралдифференциальных уравнений. Однако вне окрестности точек окончания фазовых переходов I рода (ФП), как правило, выполняется условие

$$L \gg D \gg x_0, \tag{1}$$

где L — характерные размеры образца, D — размеры доменов, x_0 — толщина доменных границ (ДГ).

Неравенство (1) позволяет вопрос о равновесных параметрах ДС свести к решению трех во многом независимых задач [4, 5]. 1) Теория доменных границ. Здесь в приближении «тонкой доменной стенки» определяются структура, толщина, энергия ДГ и их зависимость от внешних параметров. 2) Термодинамическая теория ДС [4, 5]. В рамках этого приближения удается определить внутренние состояния в доменах $M^{(k)}$, $L_y^{(k)}$ ($M^{(k)}$ — суммарная намагниченность, а $L_y^{(k)}$ — прочие внутренние параметры k -го типа доменов) во всей области существования ДС. Оказывается, что для всех термодинамически устойчивых ДС (в том числе и в размагниченном ферромагнетике) в отдельных доменах реализуются состояния, соответствующие конкурирующим фазам при индуцированном внешним магнитным полем H ФП, т. е. ДС представляет собой промежуточное состояние (ПС), аналогичное рассмотренному в [6, 7]. 3) Теория равновесных геометрических параметров модельных доменных структур. Сюда относятся задачи, в которых для магнетиков заданной формы моделируются определенные доменные конфигурации, и минимизацией энергии по их геометрическим параметрам (так будем называть параметры, задающие форму и размеры доменов, а также их период) определяются равновесные значения этих величин. Определяющую роль в формировании равновесных геометрических параметров доменов наряду с энергией доменных границ играет неоднородная часть магнитостатической энергии $\Delta\Phi_{mc}$. Поэтому при решении этой группы задач центральным является расчет магнитостатической энергии для модельных доменных структур. К настоящему времени такие задачи решались в основном для ферромагнитных пластин с полосовыми [1, 8-10] и цилиндрическими доменами [11-14]. Также проведен расчет равновесных геометрических параметров для доменных струк-

тур при некоторых спин-переориентационных переходах [6, 7, 15-19]. Однако открытым остается вопрос как об общих условиях реализации той или иной ДС, так и о методике проведения соответствующих расчетов.

В данной работе в рамках единой теоретической схемы (без конкретизации типа индуцированного внешним полем ФПД, с которым связано образование доменов) рассмотрен вопрос о расчете равновесных геометрических параметров ДС.

Показано, что задача о равновесных параметрах двухфазной ДС магнетика в области произвольного спин-переориентационного перехода сводится к хорошо изученной задаче о ДС ферромагнетика. Подробно рассмотрен вопрос о ДС в плоскопараллельной пластине в магнетике, находящемся в области спин-переориентационного перехода. Определены границы существования полосовой ДС, одиночных ЦМД и решеток ЦМД.

2. В силу неравенства (1) плотность внутренней энергии эллипсоидального (в том числе его предельных форм: плоскопараллельной пластины и длинного цилиндра) представляет собой аддитивную сумму энергий однородных состояний в отдельных доменах $\Phi_0(M^{(k)}, L_v^{(k)})$ и энергии ДГ, а магнитостатическая энергия

$$\Phi_{мс} = -\frac{1}{2V} \int M(z) H_m(z) dV \quad (2)$$

вычисляется при фиксированных значениях $M^{(k)}(H_n)$, $L_v^{(k)}(H_n)$, причем ДГ считаются бесконечно тонкими (H_m — магнитостатическое поле, $M(z)$ описывает распределение намагниченности в доменах, H_n — поле ФПД) [4, 5]. В частности, для двухфазной ДС плотность энергии эллипсоидального магнетика во внешнем магнитном поле H имеет такой вид

$$\Phi = \Phi_0(M^{(1)}, L_v^{(1)}) \xi_1 + \Phi_0(M^{(2)}, L_v^{(2)}) \xi_2 + \frac{\sigma S}{V} + \Phi_{мс} - M^{(1)} H \xi_1 - M^{(2)} H \xi_2, \quad (3)$$

ξ_k — объемная доля k -го типа доменов, σ — плотность энергии ДГ, S — суммарная площадь ДГ в объеме магнетика.

Область H_n и равновесные состояния в доменах определяются из системы уравнений

$$\frac{\partial \Phi_0(M^{(k)}, L_v^{(k)})}{\partial M^{(k)}} - H_n = 0, \quad \frac{\partial \Phi_0(M^{(k)}, L_v^{(k)})}{\partial L_v^{(k)}} = 0, \quad k = 1, 2, \quad (4)$$

$$\Phi_0(M^{(1)}, L_v^{(1)}) - H_n M^{(1)} = \Phi_0(M^{(2)}, L_v^{(2)}) - H_n M^{(2)} \equiv \bar{\Phi}_0(H_n). \quad (5)$$

Плотность энергии ДГ $\sigma(H_n)$ находится решением стандартной вариационной задачи для уединенной ДГ 1 с граничными значениями, заданными уравнениями (4), (5).

Если период доменной структуры сравним с характерными размерами образца (нарушается неравенство $D \ll L$), то неоднородность размагничивающих полей $H_m(z)$ будет существенна во всем объеме магнетика, что может привести к неоднородному распределению $M^{(k)}$, $L_v^{(k)}$ в доменах. Однако, как правило, в пределах области существования ДС изменение намагниченности подрешеток оказывается незначительным, т. е. для компонент M_a в ПС имеет место неравенство

$$(\Delta M_a)_i \sim \chi_{ij}^{(a)} (\Delta H_{мс})_j \ll (M_a)_i, \quad (6)$$

где $\chi_{ij}^{(a)}$ — компоненты тензора статической восприимчивости для отдельных подрешеток магнетика. Для ферромагнетика $\Delta H_{мс} = 8\pi \hat{N} |M|$, и неравенство (6) сводится к условию $4\pi \chi_{ij} \ll 1$. Поскольку поперечные компоненты $\hat{\chi}$ в ферромагнетике обратно пропорциональны константе анизотропии β , последнее неравенство равносильно требованию большой величины фактора качества $Q = \beta/4\pi$. При спин-переориентационных переходах нередко $|\Delta M| \ll |M|$ и условие (6) оказывается более слабым, чем в ферромагнетике. Если имеет место соот-

ношение (6), неоднородностью $M^{(k)}$ и $L_y^{(k)}$ в доменах можно пренебречь, и считаю, что в них по-прежнему реализуются состояния, соответствующие конкурирующим фазам индуцированного поля ФП.

Используя уравнение (5) и вводя вместо $M^{(1)}(H_n)$ и $M^{(2)}(H_n)$ величины

$$M(H_n) = \frac{1}{2} [M^{(1)}(H_n) + M^{(2)}(H_n)], \quad m(H_n) = \frac{1}{2} [M^{(1)}(H_n) - M^{(2)}(H_n)], \quad (7)$$

внутреннюю энергию в (3) перепишем так

$$\Phi_0(M^{(1)}, L_y^{(1)}) \xi_1 + \Phi_0(M^{(2)}, L_y^{(2)}) \xi_2 = \bar{\Phi}_0(H_n) + H_n M(H_n) + H_n m(H_n) (\xi_1 - \xi_2). \quad (8)$$

Линейность уравнений магнитостатики позволяет рассматривать образец, состоящий из доменов с намагниченностями $M^{(1)}$, $M^{(2)}$, как два «вложенных» друг в друга, совпадающих с ним по форме магнетика, один из которых имеет однородную намагниченность $M(H_n)$, а второй разбит на домены с намагниченностями $M^{(1)}$, $M^{(2)}$. Магнитостатическую энергию (2) представим в таком виде

$$\begin{aligned} 2\Phi_{mc}V &= \int M(z) H_m(z) dV = \int (M + m) (H'_m + h_m) dV = \\ &= \int M H'_m dV + \int M h_m dV + \int m H'_m dV + \int m h_m dV, \end{aligned} \quad (9)$$

где введена плотность распределения «ферромагнитного» момента $m(z)$ согласно соотношению

$$M(z) = M(H_n) + m(z),$$

H'_m — магнитостатическое поле, создаваемое «образцом» с намагниченностью $M(H_n)$, а $h_m(z)$ — намагниченностью $m(z)$.

В силу теоремы взаимности [3] в (9)

$$\int H'_m m(z) dV = \int h_m(z) M(H_n) dV,$$

а для однородно-намагниченного эллипсоида с намагниченностью $M(H_n)$ размагничивающее поле также однородно и определяется таким выражением [2]

$$H'_m = -4\pi \hat{N} M(H_n), \quad (10)$$

\hat{N} — тензор размагничивающих коэффициентов.

С учетом (8) и (10) энергии (3) можно придать следующий вид

$$\Phi = \bar{\Phi}_0(H_n) + 2\pi M(H_n) \hat{N} M(H_n) - (H - H_n) M(H_n) + \Delta\varphi, \quad (11)$$

$$\Delta\varphi = -\frac{1}{2V} \int h_m m(z) dV - \frac{\sigma(H_n)}{V} S - \bar{h} m (\xi_1 - \xi_2). \quad (12)$$

В (11) от параметров доменной структуры ξ_1 , ξ_2 , D зависит только $\Delta\varphi$ (12). Причем $\Delta\varphi$ (12) имеет вид выражения для энергии ферромагнитного эллипсоида с намагниченностями $\pm m(H_n)$ в «поле смещения»

$$\bar{h} = [H - H_n - 4\pi \hat{N} M(H_n)] \mu, \quad (13)$$

μ — единичный вектор в направлении m .

При произвольном изменении H в области существования ПС будут меняться как ξ_k , так и равновесные состояния в доменах — $M(H_n)$, $m(H_n)$. Только при изменении H вдоль одного из отрезков прямых

$$H = H_1 + (H_2 - H_1) t, \quad (0 < t < 1), \quad (14)$$

так называемых линий постоянного внутреннего поля [4, 5], эволюция ДС происходит только за счет перераспределения долей фаз, а H_n и равновесные состояния в доменах при этом не изменяются. Здесь

$$\left. \begin{aligned} H_1 &= H_n - 4\pi \tilde{N} M_1(H_n), \\ H_2 &= H_n - 4\pi \tilde{N} M_2(H_n) \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

— границы существования ПС в термодинамическом приближении [4, 5].
В выражении для $\Delta\varphi$ (12) энергии доменных границ можно придать следующий вид

$$\Phi_{ДГ} = \frac{\sigma(H_n) S}{V} = 2\pi m^2(H_n) \frac{l(H_n)}{\tilde{L}},$$

$$l(H_n) = \frac{\sigma(H_n)}{4\pi m^2(H_n)}, \quad \tilde{L} = \frac{V}{2S}. \quad (16)$$

Величина \tilde{L} имеет размерность длины и определяется только геометрическими факторами — формой и размерами образца и доменов. Напротив, $l(H_n)$ является внутренней характеристикой доменосодержащего вещества и равна отношению плотности энергии доменных границ к энергии размагничивающих полей. $l(H_n)$ также имеет размерность длины, по аналогии с ферромагнитными доменами назовем $l(H_n)$ характеристической длиной. Подводя итог изложенному в данном разделе материалу, можно привести регулярную процедуру расчета равновесных параметров ДС в области произвольного спин-переориентационного перехода.

1) Решением системы уравнений (5), (6) определяется область спин-переориентационного перехода H_n и равновесные состояния в конкурирующих фазах — $M^{(k)}(H_n)$, $L_y^{(k)}(H_n)$.

2) Стандартным методом [1] проводится расчет плотности энергии уединенных доменных границ — $\sigma(H_n)$ с заданными граничными условиями — $M^{(k)}(H_n)$, $L_y^{(k)}(H_n)$.

При этом следует учесть, что условию отсутствия нескомпенсированных магнитостатических зарядов на доменных границах удовлетворяют ДГ, представляющие собой произвольную цилиндрическую поверхность, образующая которых параллельна вектору $m(H_n)$ (7) [4, 5].

3) Для выбранного модельного распределения $m(z)$ проводится расчет магнитостатической энергии $\frac{1}{2} \int h_m m(z) dV$, после чего равновесные параметры D , d_k определяются минимизацией $\Delta\varphi$ (12).

Из вышесказанного следует, что анализ ДС при различных спин-переориентационных переходах можно провести с общих позиций, не конкретизируя тип такого перехода, а функциональное совпадение $\Delta\varphi$ (12) с энергией ферромагнетика разбитого на домены, позволяет при таком анализе использовать результаты, полученные при расчете соответствующих доменных структур ферромагнетика.

Например, для расчета равновесных параметров полосовой ДС, ЦМД, решеток ЦМД в пластине магнетика при спин-переориентационном переходе достаточно подставить значения $\tilde{h}(l)$ и $l(H_n)$ в соответствующие уравнения, полученные в [9-14] для ферромагнитной пластины. Аналогичным образом решается вопрос о границах существования различных типов ДС в ПС.

3. Рассмотрим вопрос о доменной структуре в магнетиках, форма которых отличается от пластин. Поскольку размагничивающие поля определяются нормальной к поверхности компонентой $m(H_n)$, для магнетиков, радиус кривизны поверхности которых значительно больше D , роль характеристической длины будет играть величина

$$\tilde{l}(r) = \frac{\sigma(H_n)}{4\pi [m(H_n) n(z)]^2} = l \frac{(m)^2}{(mn)^2}.$$

Ясно, что теперь равновесные параметры доменной структуры, в том числе и период, будут разными в различных участках образца.

Развитая в работе теория применима в области, где справедливо неравенство $x_0 \ll D$ (приближение «тонкой» стенки). Это неравенство нарушается в окрестности критических точек ФП. Вопрос о границах приме-

нимости приближения «тонкой» стенки в этой области подробно обсуждался в [4, 5]. Особенности доменной структуры в области критических точек исследованы в [20-22].

Наконец обсудим вопрос о характере ДС в образцах неэллипсоидальной формы. В эллипсоиде, где $D \ll L$, однородность внутреннего поля $\mathbf{H}^{(i)} = \mathbf{H}_n$ обеспечивает реализацию однородности внутренних состояний в отдельных доменах $\mathbf{M}^{(k)}(\mathbf{H}_n)$, $L_v^{(k)}(\mathbf{H}_n)$. В образцах иной формы внутреннее поле неоднородно, поэтому с изменением \mathbf{H}_n по объему магнетика будут меняться и внутренние состояния в доменах, а, значит, равновесный период и другие геометрические параметры. В тех областях магнетика, где $\mathbf{H}^{(i)} \neq \mathbf{H}_n$ будет реализовываться однородное состояние. Таким образом, в образцах неэллипсоидальной формы ПС будет иметь сложный характер: области однородного намагничивания могут соседствовать с областями с различными видами доменных структур.

Л и т е р а т у р а

- [1] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. В кн.: Л. Д. Ландау. Собрание сочинений. М.: Наука, 1969. 512 с.
- [2] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
- [3] Браун У. Ф. Микромагнетизм. М.: Наука, 1979. 159 с.
- [4] Барьяхтар В. Г., Богданов А. Н., Яблонский Д. А. Препринт ИТФ--АН УССР, 65 Р, Киев, 1985.
- [5] Барьяхтар В. Г., Богданов А. Н., Яблонский Д. А. ФНТ, 1986, т. 12, № 1, с. 43-54.
- [6] Барьяхтар В. Г., Боровик А. Е., Попов В. А. Письма в ЖЭТФ, 1969, т. 9, № 11, с. 634-637.
- [7] Барьяхтар В. Г., Боровик А. Е., Попов В. А. ЖЭТФ, 1972, т. 62, № 6, с. 2233-2241.
- [8] Kittel Ch. Rev. Mod. Phys., 1949, vol. 21, N 4, p. 541-628.
- [9] Кооп С., Enz V. Philips Res. Repts., 1960, vol. 15, N 1, p. 7-29.
- [10] Богданов А. Н., Яблонский Д. А. ФТТ, 1980, т. 22, № 3, с. 680-687.
- [11] Vobeck A. H. Bell Syst. Tech. J., 1967, vol. 46, N 8, p. 1901-1925.
- [12] Thiele A. A. Bell Syst. Tech. J., 1971, vol. 50, N 3, p. 725-775.
- [13] Cape J. A., Lehman G. W. J. Appl. Phys., 1971, vol. 42, N 11, p. 5732-5745.
- [14] Барьяхтар В. Г., Ганн В. В., Горобец Ю. И. Киев, Препринт ИТФ-74-65Р, 1974.
- [15] King A., Paquette D. Phys. Rev. Lett., 1972, vol. 30, N 14, p. 662-668.
- [16] Барьяхтар В. Г., Клепиков В. Ф., Стефановский Е. П. ФММ, 1972, т. 34, № с. 251-255.
- [17] Витебский И. М., Яблонский Д. А. ФТТ, 1977, т. 19, № 11, с. 3388-3395.
- [18] Горобец Ю. И. ФТТ, 1976, т. 18, № 8, с. 2162-2168.
- [19] Барьяхтар В. Г., Горобец Ю. И. ФТТ, 1977, т. 19, № 8, с. 1465-1469.
- [20] Тарасенко В. В., Ченский Е. В., Дикштейн И. Е. ЖЭТФ, 1976, т. 70, № 6, с. 2178-2185.
- [21] Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А. ЖЭТФ, 1977, т. 72, № 4, с. 1504-1516.
- [22] Иванов Б. А., Краснов В. П., Сукстанский А. Л. ФНТ, 1978, т. 4, № 2, с. 204-217.

Донецкий физико-технический
институт АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
1 апреля 1987 г.
В окончательной редакции
21 октября 1987 г.