Доклады Академии Наук СССР
1950. Том LXX, № 2

ФИЗИКА

Е. КОНДОРСКИЙ

ОДНОДОМЕННАЯ СТРУКТУРА В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МЕЛКОДИСПЕРСНЫХ ВЕЩЕСТВ

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 4 XI 1949)

Условия, при которых изолированные участки ферромагнетиков являются однодоменными, были рассмотрены в нескольких работах ([1–4]), однако в оценках критических размеров подобных участков имеются значительные расхождения, зависящие от исходных предположений. В настоящем сообщении приведены результаты, полученные при вычислении распределения магнитных моментов в малых изолированных участках или частицах и дана новая оценка критических размеров однодоменных частиц.

На возможность существования однодоменных участков указали Я. И. Френкель и Я. Г. Дорфман ([1]), и им принадлежит первая попытка теоретической оценки критических размеров. Порядок величины критических размеров однодоменных участков был получен также Киттелем ([2]), однако в его расчетах энергия граничного слоя, который возник бы при разделении участка на домены, приравнивалась энергии устойчивой границы в однородном ферромагнетике, что несправедливо. Расчет, предложенный Нейлем ([3]), свободен от этого недостатка, но автор получил слишком большие значения для критической величины диаметра сферического однодоменного участка благодаря тому, что в качестве возможной структуры, при которой нарушается „однодоменность", рассматривал не наиболее выгодную энергетически. Это вытекает из сравнения полученных им результатов с расчетом Стонера и Вольфарта ([4]), рассмотревших другой вариант нарушения однородности намагничения и получивших меньшую величину для критических размеров.

Во всех цитированных работах ([2–4]) не рассматривались состояния, соответствующие минимумам энергии, и не определялось влияние магнитного поля на распределение намагничения внутри участка, благодаря чему не учитывалась возможность нарушения „однодоменности" в процессе перемагничивания, что весьма существенно при оценке критических размеров и величины коэрцитивной силы.

1. Распределение намагничения в малых участках эллипсоидальной и цилиндрической формы. Намагничение внутри участка будет однородным, если приращение энергии ΔW при любом нарушении однородности оказывается положительным, т. е.

$$\Delta W = \Delta W_A + \Delta W_K + \Delta W_M > 0, \tag{1}$$

где ΔW_A, ΔW_K и ΔW_M, соответственно, приращение обменной энергии, энергии от магнитной анизотропии и энергии магнитных зарядов на поверхности от нарушения однородности намагничения. Если условие (1) нарушается, намагничение становится неоднородным. Распределений вектора намагничения, соответствующих при этом более или менее глубоким минимумам, может быть несколько. В случае, когда участки или частицы ферромагнитного образца имеют форму вытянутых цилиндров или эллипсоидов вращения, меньшей энергией, как можно показать, обладает распределение, при котором слагающая I_l вдоль большой оси остается однородной, а поперечная слагающая I_d вращается в плоскости, перпендикулярной большой оси. В каждой такой плоскости направление намагничения определяется углом ϑ с большой осью, которую мы совместим с осью z, и азимутом φ, который будем отсчитывать от оси x, причем величина ϑ от координат x, y и z не зависит, а угол φ изменяется только вдоль оси z от $-\varphi_0$ до $+\varphi_0$. При подобном распределении плотность части обменной энергии, зависящей от неоднородности намагничения, для кубической решетки может быть вычислена по формуле (см. [5,6])

$$W_A = c\,\frac{A}{a}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right)^2 \sin^2\vartheta, \tag{2}$$

где A — обменный интеграл, a — межатомное расстояние по ребру куба, коэффициент c равен $^1/_2$, 1, 2, соответственно, для простой кубической решетки, решетки с центрированным кубом и центрированно-гранной решетки. Плотность энергии магнитных зарядов может быть представлена в следующем виде:

$$W_M = \frac{N_l I_z^2}{2} + \frac{N_d(\overline{I}_x)^2}{2} + \frac{N_d I_d^2}{2} f(\varphi_0), \tag{3}$$

где N_l и N_d — размагничивающие факторы вдоль большой оси и по диаметру, $I_z = I_l$, $\overline{I}_x$ — среднее значение слагающей I_x и $f(\varphi_0)$ — некоторая функция от угла φ_0, относительно которой можно заведомо сказать, что $f(\varphi_0) < 1$ и $f(0) = 0$.

В настоящей статье ограничимся рассмотрением случая, когда поле H направлено вдоль большой оси участка или частицы, представляющих эллипсоиды вращения или цилиндры. Предположим, что в том же направлении лежит и единственная ось легкого или трудного намагничения. Введем следующие упрощения: 1) неизвестную функцию $\partial\varphi/\partial z$, которая может быть определена лишь после решения вариационной задачи, положим равной $\partial\varphi/\partial z = \varphi_0/l$, где l — длина большой полуоси; 2) третьим членом в (3) будем пренебрегать по сравнению с двумя первыми. Тогда плотность W энергии участка или частицы в магнитном поле H можно представить в следующем виде:

$$W = \frac{N_l I_s}{2}\cos^2\vartheta + \frac{N_d I_s^2}{2}\sin^2\vartheta\,[A(\varphi_0)]^2 + K\sin^2\vartheta +$$

$$+ c\,\frac{A}{a}\,\frac{\varphi_0^2}{l^2}\sin^2\vartheta - HI_s\cos\vartheta, \tag{4}$$

где $A(\varphi_0) = \frac{\sin^2\varphi_0}{\varphi_0^2}$ для цилиндра, $A(\varphi_0) = \frac{3}{\varphi_0^2}\left(\frac{\sin\varphi_0}{\varphi_0} - \cos\varphi_0\right)$ для эллипсоида и K — константа магнитной анизотропии, которая может быть как положительной, так и отрицательной.

Углы φ_0 и ϑ, соответствующие минимуму энергии, при заданных H и l определяются, как обычно, из условий:

$$\partial W/\partial\varphi_0 = 0, \quad \partial W/\partial\vartheta = 0. \tag{5}$$

Первое из этих условий, как легко видеть, не содержит угла ϑ и позволяет вычислить значения l, соответствующие разным φ_0. Из второго получается уравнение, определяющее кривую гистерезиса и коэрцитивную силу при заданных l и N_l.

2. Размеры однодоменных частиц. Участок или частица будут однодоменными при всех значениях H, если $\varphi_0 = 0$. Подставляя в (5) $\varphi_0 = 0$, получим критическое значение для полудлины. Вычисление дает

$$l_0 = \frac{1}{I_s}\sqrt{\frac{6cA}{N_d a}} \text{ для цилиндра, } l_0 = \frac{1}{I_s}\sqrt{\frac{5cA}{N_d a}}, \text{ для эллипсоида.} \quad (6)$$

При $l > l_0$ участок уже не будет полностью однодоменным в процессе перемагничивания. Начиная с $\varphi_0 = \pi$ нарушение „однодоменности" можно считать полным. При $\varphi_0 = \pi$ вычисление дает:

$$l_\pi = \infty \text{ для цилиндра, } l_\pi = \frac{\pi^3}{\sqrt{3}} l_0 \text{ для эллипсоида.}$$

При $\varphi_0 = \pi - \frac{1}{10}$ для цилиндра $l \approx 7 l_0$.

Определение численных значений l_0 возможно, если известны величины A. Обычно оценка A производится по известным из опыта значениям температур Кюри. Л. Д. Ландау и Е. М. Лившиц ([5]) указали более правильный способ возможной оценки A по температурной зависимости насыщения в области низких температур. Мы будем при определении A пользоваться этим последним методом. Принимая для температурной зависимости I_s формулу Блоха (см. ([7])) и пользуясь экспериментальными данными Фалло ([8]), получим для A значения: $A = 9{,}79 \cdot 10^{-14}$ эрг для железа и $A = 3{,}36 \cdot 10^{-14}$ эрг для никеля. Подставляя эти значения в (6) и принимая известные из опыта величины $a = 2{,}86$ Å и $I_s = 1720$ для железа и $a = 3{,}52$ Å и $I_s = 500$ для никеля, получим (учитывая, что $c = 1$ для железа и $c = 2$ для никеля) следующие значения l_0 в ангстремах (табл. 1).

Таблица 1

	Сферические частицы	Эллипсоиды $N_\alpha = 2\pi$	Цилиндры $N_\alpha = 2\pi$
Железо	118	96	105
Никель	302	247	270

Приведенные значения относятся к образцам, в которых концентрация ферромагнитной компоненты очень мала. В этом случае магнитным взаимодействием участков можно пренебречь и считать размагничивающий фактор частицы не зависящим от концентрации. Измерения ([9]) показывают, что средний размагничивающий фактор частицы, который равен внутреннему размагничивающему фактору образца, умноженному на объемную концентрацию V ферромагнитной компоненты, весьма быстро уменьшается при увеличении этой последней. При этом оказывается, что приближенная формула $N = N_0(1 - V)$, которая получается из элементарных соображений, дает неверные значения N уже при $V > 0{,}015$. Средний размагничивающий фактор частиц, близких к сферической форме, при концентрации $V \approx 0{,}5$, по экспериментальным данным ([9]), равен $N = 0{,}45$, т. е. понижается по сравнению с N_0 приблизительно в 10 раз. Принимая во внимание (6), отсюда следует сделать вывод, что при подобных концентрациях (50%) значение l_0 приблизительно в 3 раза больше указанных в табл. 1.

3. Коэрцитивная сила ферромагнетиков, состоящих из малых изолированных частиц. Из условий (5) легко получить уравнение, определяющее кривые гистерезиса и коэрцитивную силу, в следующем виде*:

---

* Автор настоящей работы указывал ранее ([10]) на возможность зависимости коэрцитивной силы от формы частиц в материалах, где перемагничивание происхо-

$$H = -I_s \cos\vartheta \left[B(\varphi_0)\, N_d - N_l + \frac{2K}{I_s^2} \right], \tag{7}$$

где $B(\varphi_0) = \frac{\sin\varphi_0}{\varphi_0}\left(\frac{2\sin\varphi_0}{\varphi_0} - \cos\varphi_0\right)$ для цилиндра;

$$B(\varphi_0) = \frac{18}{\varphi_0^4}\left(\varphi_0 \sin\varphi_0 \cos\varphi_0 - 1 + \frac{9}{2}\cos^2\varphi_0 - 7\,\frac{\sin\varphi_0\cos\varphi_0}{\varphi_0} + \frac{7}{2}\,\frac{\sin^2\varphi_0}{\varphi_0^2}\right)$$

для эллипсоида. Из (7) следует

$$H_c = I_s\left[B(\varphi_0)\, N_d - N_l + \frac{2K}{I_s^2} \right], \quad B(\varphi_0) > \frac{N_l - 2K / I_s^2}{N_d} \tag{8}$$

при $\varphi_0 = 0$, $B(0) = 1$ и

$$H_c = H_{c\,\max} = I_s\left(N_d - N_l + \frac{2K}{I_s^2} \right). \tag{9}$$

Когда $\varphi_0 > 0$, т. е. $l > l_0$, $H_c < H_{c\,\max}$. Таким образом, значением $H_{c\,\max}$ обладают только полностью однодоменные частицы.

Из (7) следует далее, что при $l > l_0$ однородность намагничения нарушается, когда поле достигает значения $H = -H_c$. При $|H| < H_c$ рассматриваемые частицы являются квазиоднодоменными, т. е. не могут быть размагничены.

Величина коэрцитивной силы в основном определяется анизотропией формы, если

$$B(\varphi_0)\, N_d - N_l > \frac{2K}{I_s^2}. \tag{10}$$

Левая часть (10) зависит от концентрации ферромагнитной компоненты. Как уже было сказано, при $V \leqslant 0{,}015$ значения $N \approx N_0$. При объемной концентрации $V \approx 0{,}5$, как уже было сказано, значения N снижаются приблизительно в 10 раз. Если допустить, что $N_d - N_l$ понижается приблизительно пропорционально N, то для железа при $l \leqslant l_0$ условие (10) окажется выполненным, если $l / d > 2$. Для коэрцитивной силы, вызванной анизотропией формы беспорядочно распределенных частиц, Стонер и Вольфарт ([4]) получили формулу: $H_c = 0{,}479\,(N_d - N_l)\, I_s$. При максимальном для $V \approx 0{,}5$ значении $N_d \approx 2\pi / 10$ из этой формулы получается для железа $H_c \approx 530$ эрст. Длина участков или частиц при этом, согласно (6), должна быть $l \leqslant l_0 \approx 300$ Å.

Научно-исследовательский институт физики
Московского государственного университета
им. М. В. Ломоносова

Поступило
1 XI 1949

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Я. И. Френкель и Я. Г. Дорфман, Nature, 126, 274 (1930). [2] C. Kittel, Phys. Rev., 70, 965 (1946). [3] L. Néel, C. R., 224, 1488, 1550 (1947). [4] E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth, Phil. Trans. Roy. Soc. London, 240, 599 (1948). [5] Л. Д. Ландау и Е. М. Лившиц, Phys. Zs. Sowjetunion, 8, 153 (1935). [6] С. В. Вонсовский и Я. С. Шур, Ферромагнетизм, М.—Л., 1948. [7] Г. Бете и А. Зоммерфельд, Электронная теория металлов, М.—Л., 1938. [8] M. Fallot, Ann. de. Phys., 6, 305 (1936). [9] Г. Н. Петрова, Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., 12, №№ 5 и 6 (1948). [10] Е. Кондорский, ЖЭТФ, 10, 420 (1940); Journ. Phys., 2, 161 (1940).

дит только в результате вращения, и получил теоретические формулы, содержащие разность размагничивающих факторов $N_l - N_d$ и константу магнитной анизотропии. Позднее Стонер и Вольфарт ([4]) вывели соответствующие формулы для общего случая с произвольной ориентацией осей эллипсоидальной частицы по отношению к полю.