

МАГНИТНЫЕ СОСТОЯНИЯ И ГИСТЕРЕЗИСНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАЛЫХ ЧАСТИЦ МАГНЕТИТА

Дальневосточный госуниверситет, 690600 Владивосток, ул. Суханова, 8

В рамках разработанной авторами модели проведен анализ основных и метастабильных состояний зерен магнетита размером, близким к однодоменному. Показано, что в зависимости от размеров и вытянутости зерно может находиться в одном из трех магнитных состояний: с однородной намагниченностью, с малой (квазиднодоменном) и с большой неоднородностью магнитного момента (двухдоменном). Рассчитаны критические размеры для однородного и квазиднодоменного состояний. Проведено моделирование перемагничивания таких зерен. Исследована зависимость коэрцитивной силы и критических полей от вытянутости и размера частиц, а также от направления внешнего магнитного поля. Существенным отличием от результатов подобных исследований является немонотонность поведения коэрцитивной силы частицы с увеличением ее вытянутости.

Изучению магнитных свойств малых ферромагнитных частиц посвящено достаточно много (в основном теоретических) работ [1–10], в которых авторы исходили из того или иного предположения о распределении намагниченности. В этих моделях либо используется вариационный поиск минимума полной энергии, либо решается уравнение Ландау–Лифшица. Развитие вычислительной техники позволило перейти от простой модели [1], представляющей домены и доменные стенки в виде однородно намагниченных параллелепипедов, к моделям с трехмерным распределением магнитного момента [3, 5, 6].

Однако, ни одно из этих исследований не может претендовать на полноту рассмотрения и каждое из них преследовало решение конкретной поставленной задачи. Несмотря на преимущество трехмерных моделей, связанное с увеличением степеней свободы магнитного момента, численные решения остались приближенными. Точность решения зависит от способа разбиения (возможности компьютера), который и определяет класс минимизирующих функций. Поэтому распределения намагниченности, полученные авторами работ [3, 5, 6] соответствуют выбранным классам функций. С этой точки зрения трудно оценить преимущество выводов, сделанных на основе приближенных решений трехмерных моделей над результатами, полученными в рамках двухмерного моделирования. Например, используемое в работах [1, 4] упрощающее предположение строго антипараллельной ориентации магнитных моментов доменов ограничило возможность исследования влияния внешнего поля на распределение намагниченности в зерне. В исследованиях намагничивания частиц [6, 8, 9], проведенных в рамках трехмерных моделей, использовалось представление об одноосности кристаллографической анизотропии.

В данной работе проведено исследование процесса намагничивания малых зерен магнетита различного размера и вытянутости.

1. МОДЕЛЬ ИССЛЕДУЕМОЙ ЧАСТИЦЫ

Рассмотрим зерно, кристаллическая структура которого представлена минералом кубической симметрии. Пусть оно имеет форму прямоугольного параллелепипеда с площадью основания a^2 и высотой qa (ребра куба совпадают с кристаллографически-

ми осями). Ограничимся случаем, когда магнитный момент распределен в плоскости yOz (рис. 1) по закону

$$\theta(x) = \begin{cases} \theta_1, & 0 \leq x \leq p_1, \\ \theta_1 + \frac{(\theta_2 - \theta_1)}{p_2}(x - p_1), & p_1 \leq x \leq p_1 + p_2, \\ \theta_2, & p_1 + p_2 \leq x \leq 1, \end{cases} \quad (1)$$

где θ_1, θ_2 – углы между магнитным моментом и осью Oz в первом и во втором доменах; p_1, p_2 – ширина домена и доменной границы, соответственно; переменные x, y, z нормированы на a .

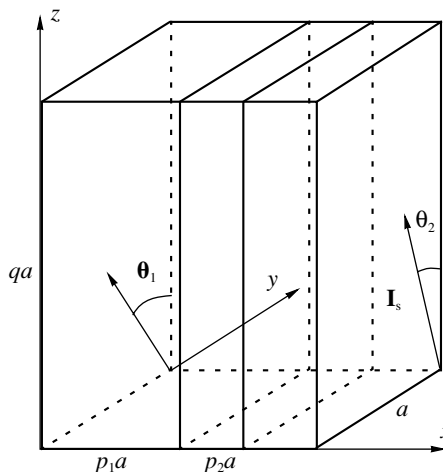


Рис. 1. Иллюстрация описываемой модели.

Исследование равновесных состояний магнитного момента зерна проведем, минимизируя полную энергию E по четырем параметрам $\theta_1, \theta_2, p_1, p_2$. (В дальнейшем будем использовать выражения для приведенной энергии $\varepsilon = \frac{E}{qa^3 I_s^2}$.)

В полную энергию магнитного момента зерна включены:

обменная энергия

$$\varepsilon_{ex} = A \frac{(\theta_2 - \theta_1)^2}{p_2 a^2 I_s^2}, \quad (2)$$

энергия кристаллографической анизотропии

$$\varepsilon_{an} = \frac{K}{8I_s^2} \left\{ 1 - p_1 \cos 4\theta_1 - (1 - p_1 - p_2) \cos 4\theta_2 - \frac{p_2 (\sin 4\theta_2 - \sin 4\theta_1)}{4(\theta_2 - \theta_1)} \right\}, \quad (3)$$

магнитостатическая энергия

$$\begin{aligned} \varepsilon_m &= \frac{1}{2qa^3 I_s^2} \iint \frac{(\mathbf{I}_s(\mathbf{r}), ds)(\mathbf{I}_s(\mathbf{r}'), ds')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \\ &= \frac{1}{q} \int_0^1 dx \int_0^1 dx' \{ f_1(x - x') \cos \theta(x) \cos \theta(x') + f_2(x - x') \sin \theta(x) \sin \theta(x') \} \end{aligned} \quad (4)$$

и энергия магнитного момента во внешнем поле \mathbf{H}

$$\varepsilon_H = -\frac{1}{qa^3 I_s^2} \int (\mathbf{H}, \mathbf{I}_s) dV = -\frac{Hm(\theta_1, \theta_2, p_1, p_2, \varphi)}{I_s}. \quad (5)$$

Здесь приняты следующие обозначения: A – обменная константа, \mathbf{I}_s – вектор спонтанной намагниченности, модуль которого однороден по объему V зерна, K – константа

кристаллографической анизотропии, ds – элемент поверхности, φ – угол между вектором \mathbf{H} и осью Oz ,

$$f_1(\tau) = q \ln \left\{ \frac{(\sqrt{q^2 + \tau^2} + q)\sqrt{1 + \tau^2}}{(\sqrt{1 + q^2 + \tau^2} + q)|\tau|} \right\} - \sqrt{q^2 + \tau^2} + \sqrt{1 + q^2 + \tau^2} - \sqrt{1 + \tau^2} + |\tau|, \quad (6)$$

$$f_2(\tau) = \ln \left\{ \frac{(\sqrt{1 + \tau^2} + 1)\sqrt{q^2 + \tau^2}}{(\sqrt{1 + q^2 + \tau^2} + 1)|\tau|} \right\} - \sqrt{1 + \tau^2} + \sqrt{1 + q^2 + \tau^2} - \sqrt{q^2 + \tau^2} + |\tau|,$$

$$m(\theta_1, \theta_2, p_1, p_2, \varphi) = \left\{ p_1 \cos(\theta_1 - \varphi) + (1 - p_1 - p_2) \cos(\theta_2 - \varphi) + \frac{p_2 [\sin(\theta_2 - \varphi) - \sin(\theta_1 - \varphi)]}{\theta_2 - \theta_1} \right\}, \quad (7)$$

$m(\theta_1, \theta_2, p_1, p_2, \varphi)$ – проекция магнитного момента зерна на направление, выделяемое вектором \mathbf{H} , отнесенная к qa^3I_s .

Нами использовалась процедура пошаговой минимизации. Сначала находился минимум вблизи заданной точки. На следующем шаге найденная точка была начальной. Процедура минимизации прерывалась, когда энергия в начальной точке была меньше, чем в соседних. Точность расчетов ограничивалась величиной шага ($\Delta p = 6 \times 10^{-3}$, $\Delta \theta = 6 \times 10^{-3}$ рад) и машинной точностью (при сравнении энергии в двух соседних точках). При расчетах петель гистерезиса отыскивался минимум энергии и для полученных значений θ_1 , θ_2 , p_1 и p_2 вычислялась проекция магнитного момента на направление поля. Магнитное поле изменялось с шагом $\Delta H = 10$ Э.

Предлагаемая модель является развитием модели [4], в которой антипараллельная ориентация магнитных моментов доменов фиксирована.

2. ОСНОВНЫЕ И МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ

Моделирование распределения намагниченности в зернах магнетита ($I_s = 485$ Гс, $A = 1.32 \times 10^{-6}$ эрг/см, $K = -1.36 \times 10^5$ эрг/см³) различных размеров и вытянутости, проведенные при $\mathbf{H} = 0$, позволяет выделить три типа магнитных состояний:

- состояния с однородной намагниченностью;
- состояния с малой (квазиоднодоменные) неоднородностью I_s
- состояния с большой неоднородностью магнитного момента (двухдоменные).

Состояния с однородной намагниченностью. Состояние с однородным вектором \mathbf{I}_s является основным лишь в интервале размеров, ограниченном сверху размером однодоменности a_0 , который ведет себя немонотонным образом с ростом вытянутости зерна: уменьшается от 100 нм для изометрических частиц до 80 нм для частиц с вытянутостью $q = 1.3$ и при $q = 3.0$ достигает 200 нм (см. рис. 2).

При $a > a_0$ энергетически более выгодно или двухдоменное или квазиоднодоменное состояние. Однородное состояние, если оно реализуется, является метастабильным вплоть до максимального размера однодоменности a_{0m} . Зависимость a_{0m} от вытянутости зерна представлена на рис. 2. При увеличении вытянутости от $q = 1$ до $q = 1.3$ величина a_{0m} уменьшается в два раза, а затем возрастает и при $q > 3.1$ однородность распределения магнитного момента может быть реализована в частицах всех размеров (см. рис. 2).

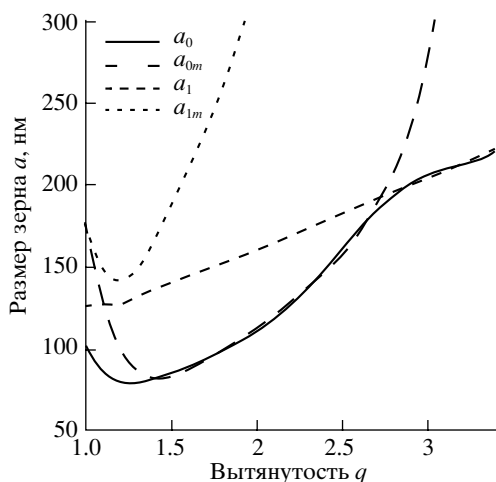


Рис. 2. Зависимость размера однодоменности a_0 , максимального размера с однородным распределением намагниченности a_{0m} , размера квазиоднодоменного a_1 и максимального размера квазиоднодоменного состояния a_{1m} от вытянутости зерна q .

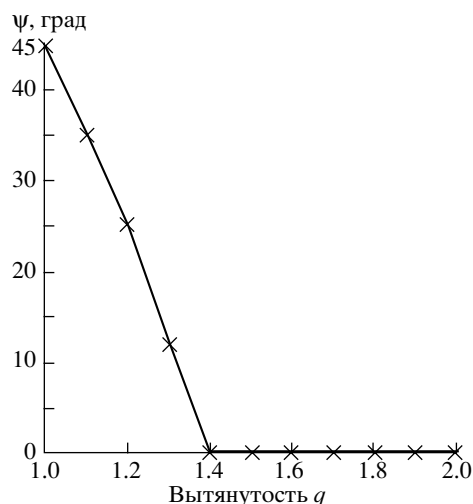


Рис. 3. Зависимость угла ориентации “легкой оси” ψ относительно удлиненного ребра зерна от его вытянутости q .

Состояния с неоднородной намагниченностью. Состояния со слабо неоднородным распределением \mathbf{I}_s ($|\theta_1 - \theta_2| \sim 30^\circ - 100^\circ$, $0.75 < m < 1$) равновесны лишь в области $a_0 < a < a_1$ (см. рис. 2), при $a_1 < a < a_{1m}$ они метастабильны (здесь a_1 – размер квазиоднодоменности, a_{1m} – предельный размер квазиоднодоменности). Отметим также, что при $q > 2.1$ квазиоднодоменное состояние может быть реализовано в частицах любых размеров больших a_1 .

Отметим также, что с увеличением размера зерна область неоднородности магнитного момента (ширина доменной границы) практически не меняется и занимает около $2/3$ объема.

3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ КРИТИЧЕСКИХ РАЗМЕРОВ

Размер однодоменности. Рассчитанные в данной работе размеры однодоменного состояния (см. рис. 2) в целом согласуются с размерами однодоменности, приведенными в работе [11], и превышают значения, полученные с помощью трехмерного моделирования [5]. Для сравнения отметим, что размер однодоменности кубической частицы, определенный экспериментально, согласно [12] равен 50 нм, а согласно [13] – 80 нм. Теоретические оценки a_0 соответствуют 80 нм [2, 4], 100 нм [3]. С увеличением вытянутости зерна $1 < q < 2.5$, согласно [2, 14] a_0 возрастает в интервале размеров 80–120 нм.

Существенной особенностью полученных нами результатов является немонокотность изменения размера однодоменности от вытянутости зерна (см. рис. 2). Такая зависимость $a_0 = a_0(q)$ связана с немонокотным поведением эффективной константы анизотропии, которая представляет собой результат тензорного сложения констант кристаллографической анизотропии и анизотропии формы [15, 16].

На рис. 3 приведено направление ориентации магнитного момента зерна в однородном состоянии в зависимости от вытянутости q . Конкуренция различных видов анизотропий приводит к изменению положения “легкой оси” [15, 16], что может слу-

жить объяснением приведенной на рис. 2 зависимости критических размеров от вытянутости зерна. Отметим, что ориентация “легкой оси” изометрической частицы по диагонали ее грани (а не куба) связана с ограничениями используемой модели (магнитный момент может разворачиваться лишь в плоскости xOy).

Метастабильное однодоменное состояние. Максимальный размер a_{0m} зерна, находящегося в состоянии с однородным распределением \mathbf{I}_s , в силу немонотонного поведения эффективной константы анизотропии, качественно повторяет ее ход. И если для слабывтянутых частиц полученные значения a_{0m} близки к представленным в работах [2, 4], то при $q > 1.2$, когда энергия анизотропии формы зерна магнетита становится соизмеримой с энергией кристаллографической анизотропии, зависимость $a_{0m} = a_{0m}(q)$, полученная авторами [4], существенно отличается от рассчитанной нами. Вытянутость, при которой предельный размер a_{0m} становится бесконечно большим, перемещается в область несколько больших q (от 2.2, согласно [4], до 3.1), что приводит к значительному понижению a_{0m} в области $1.2 < q < 3.0$.

Слабо неоднородное состояние. Состояние со слабо неоднородным распределением магнитного момента можно отождествить как с квазиоднодоменным, или модой “закрутка” [17, 18, 19], так и с состоянием, характеризуемым модой *curling* [4, 20]. В отличие от приведенных выше [4, 17, 20], оно может быть реализовано наряду с “однородным”, либо “двухдоменным состояниями”, оставаясь устойчивым лишь в узком интервале размеров $a_0 < a < a_1$. Причем, представленные на рис. 2 значения вдвое отличаются от критических размеров моды *curling* $a = 40$ нм [20].

Двухдоменное состояние. В двухдоменном состоянии с ростом размера зерна наблюдается отклонение углов θ_1, θ_2 , определяющих ориентацию магнитных моментов в первом и втором доменах от 0° и 180° соответственно, что в конечном счете приводит к появлению незначительного магнитного момента изометрической частицы при $a > 140$ нм. Подобное распределение намагниченности, названное “юбками”, исследовалось на более крупных частицах.

Как показывают расчеты двухдоменное состояние метастабильно “снизу”, начиная с размеров $a = 120$ нм вплоть до $a = a_1$, при $a > a_1$ энергетически выгодно двухдоменное состояние, которое сосуществует с однородным (при $a < a_{0m}$) или с квазиоднодоменным (при $a < a_{1m}$), становится единственным в области $a > a_{1m}$. Значения a_{1m} лежат несколько ниже приведенных в работах [2, 4] и качественно не противоречат им.

4. КРИВАЯ НАМАГНИЧИВАНИЯ

Иллюстрация результатов моделирования процесса намагничивания представлена на рис. 4. Здесь и далее если не оговорено отдельно, направление внешнего поля задавалось вдоль “легкой оси” (см. рис. 3). Если значение поля, при котором намагниченность меняет знак, естественно назвать коэрцитивной силой H_c , то поля, соответствующие изломам на кривой намагничивания, являются критическими полями перестройки магнитной структуры H_k , причем H_c может не совпадать ни с одним из значений H_k .

Рассмотрим, например, перемагничивание кубической частицы с размером $a = 180$ нм. Пусть частица была намагничена до насыщения в поле, составляющем угол 135° с осью Oz . При постепенном спаде поля до нуля частица остается в однородном состоянии. В поле $H_{k1} = 10$ Э (см. таблицу) частица скачком переходит в двухдоменное состояние с проекцией момента $m = -0.21$ и находится в нем вплоть до $H_{k2} = 80$ Э, при котором реализуется переход из одного двухдоменного состояния в другое. Рост магнитного момента m в интервалах между критическими полями H_k осуществляется за счет плавного изменения направления намагниченностей в доменах и их размеров. В поле $H_{k3} = 260$ Э частица переходит в следующее двухдоменное состояние с проекци-

Таблица

Критические поля магнетита H_k для частиц разных размеров a и вытянутости q
 Здесь $m_{\text{нач}}$ и $m_{\text{кон}}$ – проекции магнитного момента на направление H
 до и после перехода из одного магнитного состояния в другое

a , нм	q	H_k , кЭ	$m_{\text{нач}}$	$m_{\text{кон}}$	a , нм	q	H_k , кЭ	$m_{\text{нач}}$	$m_{\text{кон}}$	
60	1	0.57	-1	1	180	1.2	-0.3	-0.996	-0.783	
	1.2	0.32	-1	1				-0.1	-0.615	-0.274
	1.4	0.49	-0.636	1				-0.07	-0.245	-0.093
	1.6	0.63	-0.714	1				0.21	0.105	0.342
	1.8	0.76	-0.753	1				0.24	0.442	0.744
	2	0.88	-0.773	1				0.53	0.938	1
	2.5	1.11	-0.853	1			1.4	0.01	-0.69	0.005
	3	1.29	-0.886	1				0.17	0.155	0.353
	5	1.71	-0.948	1				0.22	0.468	0.85
	100	1	0.41	-1		1		1.6	0.1	-0.715
1.2		0.1	-0.999	-0.713			0.19	0.211	0.476	
		0.2	-0.554	1			0.2	0.476	0.903	
1.4		0.45	-0.711	1		1.8	0.18	-0.73	0.227	
1.6		0.55	-0.719	1			0.19	0.227	0.947	
1.8		0.63	-0.733	1		2	0.25	-0.711	0.996	
2		0.71	-0.724	1		2.5	0.37	-0.786	1	
2.5		0.85	-0.735	1		3	0.48	-0.785	1	
3		0.95	-0.757	1		5	0.72	-0.83	1	
5		1.18	-0.801	1	220	1	0.34	-1	0.393	
140	1	0.12	-1	-0.285				0.36	0.426	0.664
		0.27	-0.178	0.594				0.52	0.854	1
		0.35	-0.725	1			1.2	-0.36	-0.993	-0.783
	1.2	-0.18	-1	-0.779				-0.12	-0.557	-0.064
		0.04	-0.576	-0.01				0.25	0.206	0.366
		0.07	0.059	0.409				0.43	0.595	0.828
		0.16	0.553	0.763				0.62	0.938	1
		0.39	0.922	1			1.4	-0.04	-0.68	-0.029
	1.4	0.14	-0.677	0.875				0.29	0.255	0.504
	1.6	0.23	-0.696	0.958			0.31	0.53	0.855	
1.8	0.31	-0.696	1		1.6	0.05	-0.704	0.036		
2	0.37	-0.746	1			0.29	0.291	0.91		
2.5	0.51	-0.772	1		1.8	0.13	-0.72	0.123		
3	0.62	-0.764	1			0.28	0.299	0.955		
5	0.85	-0.832	1		2	0.21	-0.702	0.237		
180	1	0.01	-1	-0.211			0.28	0.322	0.987	
		0.08	-0.156	-0.007		2.5	0.29	-0.807	1	
		0.26	0.089	0.434		3	0.1	-0.999	-0.986	
		0.48	0.686	1			0.41	-0.805	1	
					5	0.65	-0.833	1		

ей момента $m = 0.43$, а затем при $H_{k4} = 480$ Э, совпадающем с полем насыщения H_{sat} , в состояние с однородной намагниченностью.

Петля гистерезиса частиц, находящихся в устойчивом однородном или квазиоднодоменном состояниях ($a < \max(a_1, a_{0m})$, рис. 2) имеет прямоугольную либо близкую к ней форму (рис. 4, кривые 1, 3, 4).

Для зерен, находящихся в двухдоменном или метастабильном квазиоднодоменном состоянии ($\max(a_1, a_{0m}) < a < a_{1m}$, рис. 2) процесс намагничивания связан с переходом через промежуточные двухдоменные состояния (см. рис. 4, кривая 3). Перемагничивание частиц с размером $a > a_{1m}$ (устойчивое двухдоменное состояние) идет практиче-

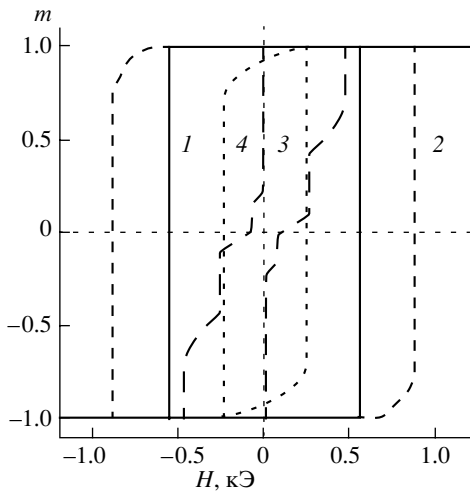


Рис. 4. Петли гистерезиса для частиц магнетита с вытянутостью $q = 1$ ($a = 60$ нм и $a = 180$ нм, кривые 1 и 3 соответственно), $q = 2$ ($a = 60$ нм и $a = 180$ нм, кривые 2 и 4). Здесь m – относительный магнитный момент.

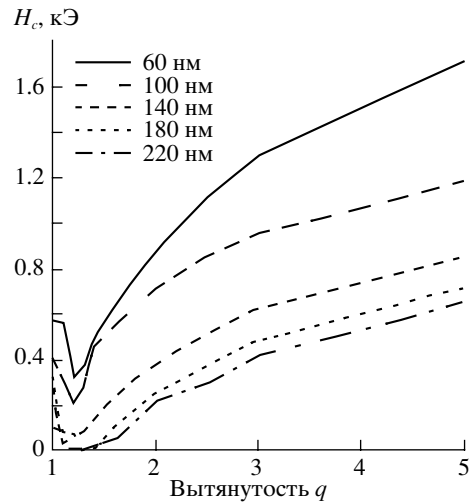


Рис. 5. Зависимость коэрцитивной силы частиц магнетита H_c от их вытянутости и размера.

ски обратимо и их коэрцитивность близка к нулю. Таким образом процесс намагничивания малых зерен существенно зависит от их магнитного состояния при $H = 0$.

Размеры зерен и их вытянутость существенно влияют не только на форму петли гистерезиса, но и на критические точки: поля H_k (см. таблицу) коэрцитивную силу H_c и поле насыщения H_{sat} (рис. 5 и 6). Отметим немонотонность поведения H_c от вытянутости зерна q . Качественно ход кривой $H_c(q)$ повторяет зависимость максимального размера квазиоднодоменного состояния a_{1m} от q , что в конечном счете связано с отмеченным выше поведением эффективной константы анизотропии. Рост H_c при $q > 2$ определяется преимущественным вкладом анизотропии формы зерна.

Уменьшение коэрцитивной силы по мере роста размеров частиц связано с их переходом в неоднородное (квазиоднодоменное, двухдоменное) состояние. Усиление неоднородности распределения магнитного момента зерна способствует росту обратной части намагниченности, что приводит к отмеченному выше поведению H_c .

Отметим, что для частиц с неоднородным распределением магнитного момента ($a > 100$ нм) поле насыщения H_{sat} (см. рис. 6) достигает максимума при $q \approx 1.3$. Это, очевидно, связано с переходом через минимум эффективной константы анизотропии, так как уменьшение анизотропии способствует неоднородному распределению намагниченности в зерне. Рост неоднородности затрудняет развитие обратимых процессов намагничивания, определяющих форму петли гистерезиса в области насыщения.

Увеличение вытянутости двухдоменной частицы может привести к переходу в квазиоднодоменное либо однородное состояние. При этом степень однородности магнитного момента зерна возрастает. Роль необратимых процессов намагничивания увеличивается, что находит свое отражение в поведении $H_{sat} = H_{sat}(q)$ при $q > 2$ (рис. 6). Для частиц, находящихся при $H = 0$ в однодоменном ($a = 60$ нм) или квазиоднодоменном ($a = 100$ нм) состояниях, поле насыщения совпадает с коэрцитивной силой, зависимость которой от размера и вытянутости зерна обсуждалась выше.

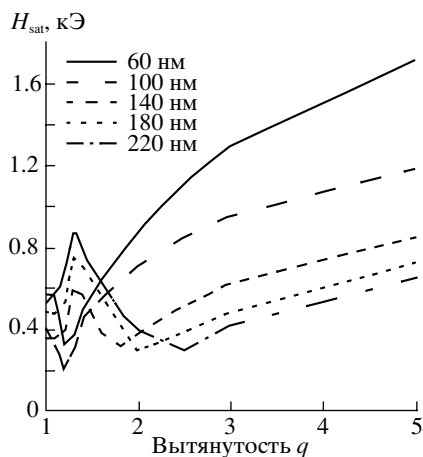


Рис. 6. Зависимость поля насыщения частиц магнетита H_{sat} от их вытянутости и размера.

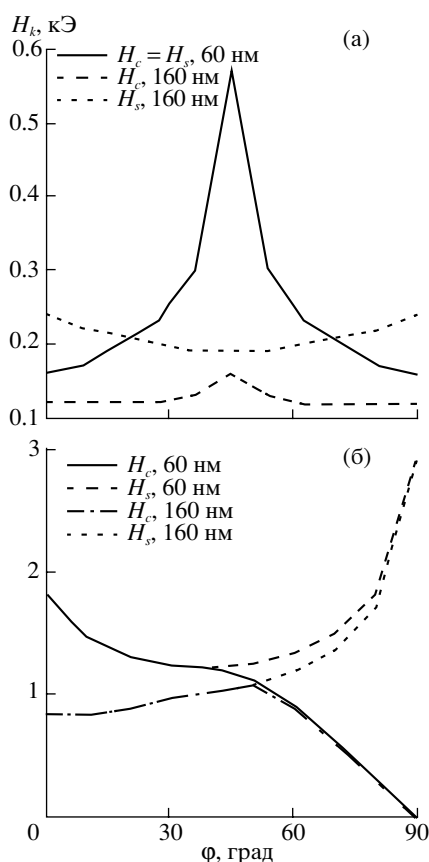


Рис. 7. Зависимости коэрцитивной силы H_c и переключающего поля H_s от угла между удлиненным ребром зерна и внешним полем для частицы с $a = 60$ нм, $a = 160$ нм, $q = 1$ (а), $q = 6$ (б).

На рис. 7 приведены результаты исследований зависимости H_c и переключающего поля H_s от угла φ между удлиненным ребром частицы и полем \mathbf{H} . H_s – минимальное из критических полей H_k , при котором в направлении \mathbf{H} образуется остаточная намагниченность. Введение такого параметра связано с необходимостью охарактеризовать степень необратимости в процессе намагничивания.

Коэрцитивная сила кубических частиц, магнитный момент которых в исходном состоянии (при $H = 0$) однороден ($a = 60$ нм), резко меняется в зависимости от угла φ . Как и следовало ожидать, при намагничивании вдоль “легкой оси” ($\varphi = 45^\circ$) H_c совпадает с теоретическим значением $H_c = 2K/I_s = 570$ Э [21], что связано с однородным вращением магнитного момента зерна.

Частицы бóльших размеров ($a = 160$ нм) перемагничиваются неоднородно. H_c в этом случае определяется обратимым изменением намагниченности и практически не зависит от φ . В поле, равном переключающему H_s частица переходит из двухдоменного в квазиоднодоменное состояние, с симметричным относительно “легкой оси” распределением намагниченности. Именно поэтому H_s минимально при $\varphi = 45^\circ$.

Для сравнения с результатами трехмерного моделирования намагничивания удлиненных частиц магнетита ($\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$) [8], нами проведен представленный на рис. 7б расчет H_c и H_s для зерен магнетита вытянутостью $q = 6$. Качественно вид кривых коэрцитивной силы H_c и переключающего поля H_s совпадает с [8]: H_c уменьшается, а H_s немонотонно изменяется с ростом φ . Причем, для малых частиц ($a = 60$ нм) точка перегиба кривой $H_c = H_c(\varphi)$ $\varphi = 45^\circ$ совпадает с положением минимума $H_s = H_s(\varphi)$, в то время как H_s больших зерен ($a = 160$ нм) нарастает монотонно. Различие в поведении H_s малых и больших частиц связано с однородным и неоднородным намагничиванием соответственно.

Качественное совпадение поведения $H_c = H_c(\varphi)$ и $H_s = H_s(\varphi)$ с аналогичными

кривыми, рассчитанными Yan и Della Torre [8] подтверждает правильность использованной нами упрощенной двухмерной модели и непротиворечивость полученных результатов.

Поступила в редакцию
24 марта 1998 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Amar H.* Size dependence of the wall characteristics in a two-domain iron particle // *J. Appl. Phys.* 1958. V. 29. P. 542–543.
2. *Enkin R.J., Dunlop D.J.* A micromagnetic study of pseudo-single-domain remanence in magnetite // *J. Geophys. Res.* 1987. V. 92. P. 12726–12740.
3. *Williams W., Dunlop D.J.* Three-dimensional micromagnetic modelling of ferromagnetic domain structure // *Nature.* 1989. V. 337. P. 634–637.
4. *Шербаков В.П., Ламаи Б.Е., Шербакова В.В.* Физика магнетизма горных пород. – М.: Ин-т физики Земли им. О.Ю. Шмидта, 1991. – 186 с.
5. *Fabian K., Kirchner A., Williams W. et al.* Three-dimensional micromagnetic calculations for magnetite using FFT // *Geophys. J. Int.* 1996. V. 124. P. 89–104.
6. *Schabes M.E.* Micromagnetic theory of non-uniform magnetization processes in magnetic recording particles // *JMMM.* 1991. V. 95. P. 249–288.
7. *Schabes M.E., Bertram H.N.* Magnetization processes in ferrimagnetic cubes // *J. Appl. Phys.* 1988. V. 64 (3). P. 1347–1357.
8. *Ying Dong Yan, Edward Della Torre.* Modeling of fine ferromagnetic particles // *J. Appl. Phys.* 1989. V. 66 (1). P. 320–327.
9. *Schmidts H.F., Kronmüller H.* Magnetization processes in small ferromagnetic particles with inhomogeneous demagnetizing field and uniaxial anisotropy // *JMMM.* 1994. V. 129. P. 361–377.
10. *Lu Hua, Bishop J.E.L., Tucker J.W.* The micromagnetics of cubic particles with cubic anisotropy favouring body diagonal magnetization // *JMMM.* 1994. V. 131. P. 285–294.
11. *Dunlop D.J.* Developments in rock magnetism // *Rep. Prog. Phys.* 1990. V. 53. P. 707–792.
12. *Dunlop D.J.* Superparamagnetic and single-domain threshold in magnetite // *J. Geophys. Res.* 1973. V. 78. P. 1780–1793.
13. *Dunlop D.J., Bina M.M.* The coercive force spectrum of magnetite at high temperatures: evidence for thermal activation below the blocking temperature // *Geophys. J. R. Astron. Soc.* 1977. V. 51. P. 121–147.
14. *Butler R.F., Banerjee S.K.* Theoretical single-domain grain size range in magnetite and titanomagnetite // *J. Geophys. Res.* 1975. V. 80. P. 4049–4058.
15. *Афремов Л.Л., Белоконов В.И.* К расчету критического поля однодоменных зерен горных пород // *Изв. АН СССР. Физика Земли.* 1977. № 3. С. 104–108.
16. *Афремов Л.Л., Белоконов В.И.* К расчету остаточной намагниченности системы однодоменных частиц // *Изв. АН СССР. Физика Земли.* 1979. № 4. С. 122–128.
17. *Кондорский Е.И.* Однодоменная структура в ферромагнетиках и магнитные свойства мелкодисперсных веществ // *ДАН.* 1950. Т. 70. № 2. С. 215–218.
18. *Кондорский Е.И.* Однодоменная структура в ферромагнетиках и магнитные свойства мелкодисперсных веществ // *ДАН.* 1950. Т. 74. № 2. С. 213–216.
19. *Кондорский Е.И.* К теории однодоменных частиц // *ДАН.* 1952. Т. 82. № 3. С. 365–368.
20. *Aharoni A.* Magnetization curling // *Phys. Stat. Sol.* 1966. V. 16. № 3. P. 3–42.
21. *Stoner E.C., Wohlfarth E.P.* A mechanism of magnetic hysteresis in alloys // *Phil. Trans. Roy. Soc. (London),* 1948. V. A240. P. 599.