Распределение намагниченности насыщения $\mathbf{M}_S$ возле межзеренной границы в пластине трехосного ферромагнетика типа кремнистого железа

© Л.М. Шейко, А.В. Садовой

Запорожский государственный университет,
690063 Запорожье, Украина

E-mail: sheiko@zsu.zaporizhzhe.ua

(Поступила в Редакцию 10 октября 2000 г.
В окончательной редакции 8 февраля 2001 г.)

В рамках теории микромагнетизма изучены особенности одномерного распределения намагниченности $\mathbf{M}_S(x)$ возле межзеренных границ (GB) в пластинах магнитомягких сплавов типа Fe-3%Si с плоскостью поверхности $(01\bar{1})$. Обсуждены механизмы возникновения пространственных возмущений намагниченности насыщения около плоских GB. Как показывают расчеты, появление макроскопических областей неоднородной намагниченности протяженностью $\Delta x \approx 10$ mm вблизи GB является следствием μ^*-эффекта. Это подтверждается и результатами экспериментальных исследований.

Межзеренные границы (GB) относятся к числу наиболее распространенных дефектов кристаллического строения [1–3]. Они играют важную роль в формировании доменной структуры и магнитных свойств поликристаллических ферромагнетиков [2,4–7]. Влияние GB на магнитные свойства особенно велико в мелко- и нанокристаллических материалах [2,7–10], где относительный объем межзеренных промежутков может достигать 10−20% от объема основной фазы. Одной из причин такого воздействия являются магнитостатические поля $\mathbf{H}^m(\mathbf{r})$ (которые внутри тела принято называть размагничивающими полями $\mathbf{H}^d$, а вне его — полями рассеяния $\mathbf{H}^s$), порождаемые границами зерен [4,5,11–13]. Под действием $\mathbf{H}^m(\mathbf{r})$ результирующее поле $\mathbf{H}^i(\mathbf{r}) = \mathbf{H}^e + \mathbf{H}^m(\mathbf{r})$ (где $\mathbf{H}^e$ — напряженность внешнего однородного поля), магнитная индукция $\mathbf{B}$ и удельные электромагнитные потери энергии P_{sp} внутри зерен становятся неоднородными [14–16]. В [11,12,15] экспериментально исследованы некоторые закономерности распределения результирующей намагниченности $\mathbf{M}$ и магнитных полей рассеяния $\mathbf{H}^s$ около GB в пластинах сплава Fe-3%Si, поверхности которых близки к кристаллографической плоскости $(01\bar{1})$. Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию особенностей и причин возникновения неоднородностей в распределении намагниченности насыщения $\mathbf{M}_S$ возле плоской GB, разделяющей зерна с различной ориентацией осей $\langle 100\rangle$ в пластине мягкого магнитного материала типа кремнистого железа.

1. Моделирование задачи и основные соотношения

Рассмотрим (рис. 1) неограниченную по осям x_1 и x_3 пластину трехосного ферромагнетика типа кремнистого железа (с константой кристаллографической магнитной анизотропии $K_1 > 0$) толщиной $2h$ вдоль оси x_2 прямоугольной системы координат $\{x_1, x_2, x_3\}$. Внутри пластины имеется плоская GB, разделяющая зерна "1" и "2", кристаллографические плоскости $(01\bar{1})$ которых параллельны поверхности пластины (координатной плоскости x_1x_3), а оси легкого намагничивания (ED) $\langle 100\rangle$ образуют с осью x_1 углы α_1^0 и α_2^0 соответственно. Поверхность GB совпадает с плоскостью yz прямоугольной системы координат $\{x, y, z\}$, оси x и z которой повернуты в плоскости пластины на угол γ относительно осей x_1 и x_3 соответственно; оси x_2 и y при этом совпадают, а нормаль $\mathbf{n}$ к GB направлена вдоль оси x (рис. 1). При наложении внешнего однородного поля $\mathbf{H}^e$, ориентированного вдоль оси x_1, каждый из кристаллитов "1" и "2" намагничивается до насыщения ($M = M_S$). В силу бесконечности рассматриваемого образца и его GB по оси z положим, что $\mathbf{M} \neq \mathbf{M}(z)$. Кроме того, будем считать, что намагниченность лежит в плоскости пластины (т. е. $M_y = 0$) и остается однородной по ее толщине, $\mathbf{M} \neq \mathbf{M}(y)$. Таким образом, исследуется одномерное распределение намагниченности.

$$\mathbf{M}(x) = M_S[\cos\theta(x)\mathbf{e}_x + \sin\theta(x)\mathbf{e}_z], \qquad (1)$$

где θ — угол отклонения вектора $\mathbf{M}$ от нормали $\mathbf{n}$; $\mathbf{e}_x$ и $\mathbf{e}_z$ — орты соответствующих осей; условие $M^2(x) = M_S^2 = \text{const}$ учитывается автоматически.

Равновесное распределение $\mathbf{M}(x)$, а тем самым и распределение углов $\theta(x)$ может быть найдено как уста-

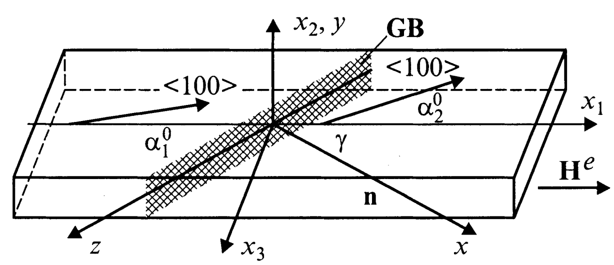

Рис. 1. Геометрия задачи.

новившееся (при $t \to \infty$) решение уравнения Ландау–Лифшица [17,18]

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -g \cdot \mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}^{\text{eff}} + \frac{\alpha_D}{M_S} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}. \quad (2)$$

Здесь g — гиромагнитное отношение, α_D — коэффициент затухания. Напряженность $\mathbf{H}^{\text{eff}}$ эффективного магнитного поля можно представить в виде суммы

$$\mathbf{H}^{\text{eff}} = \mathbf{H}^{\text{eff}}_{\text{exc}} + \mathbf{H}^{\text{eff}}_{k} + \mathbf{H}^{\text{eff}}_{h} + \mathbf{H}^{\text{eff}}_{m} = -\frac{1}{\mu_0}\left(\frac{\delta f_{\text{exc}}}{\delta \mathbf{M}} + \frac{\delta f_k}{\delta \mathbf{M}} + \frac{\delta f_h}{\delta \mathbf{M}} + \frac{\delta f_m}{\delta \mathbf{M}}\right), \quad (3)$$

где напряженности $\mathbf{H}^{\text{eff}}_{\text{exc}}$ (эффективного поля обменного взаимодействия), $\mathbf{H}^{\text{eff}}_{k}$ (эффективного поля кристаллографической анизотропии), $\mathbf{H}^{\text{eff}}_{h}$ (внешнего магнитного поля) и $\mathbf{H}^{\text{eff}}_{m}$ (эффективного магнитостатического поля) равны вариационным производным от объемных плотностей f_{exc}, f_k, f_h и f_m соответствующих энергий по намагниченности $\mathbf{M}$. Выражение для объемной плотности полной свободной энергии f (которая представляет собой сумму плотностей энергий обменного взаимодействия (f_{exc}), магнитной кристаллографической анизотропии (f_k), энергии намагниченности во внешнем поле (f_h), магнитостатической энергии (f_m)) записывается в виде

$$f = A\left(\frac{d\theta}{dx}\right)^2 + \frac{1}{4}K_1\left[\sin^2 2(\theta - \alpha^0_{1,2} - \gamma) + \sin^4(\theta - \alpha^0_{1,2} - \gamma)\right] - \mu_0 M_S \cos\theta \cdot H^e - \frac{1}{2}\mu_0 M_S \cos\theta \cdot H^m_x, \quad (4)$$

где A — постоянная обменного взаимодействия; напряженность магнитостатического поля $\mathbf{H}^m$ вычисляется с помощью известной формулы [17,18]

$$\mathbf{H}^m = \frac{1}{4\pi} M_S \boldsymbol{\nabla} \iint \frac{d\cos\theta}{dx'} \ln|(x-x')^2 + (y-y')^2| dx' dy'. \quad (5)$$

Основная трудность при решении подобного рода задач в теории микромагнетизма [17–19] заключается в определении энергии f_m и напряженности соответствующего ей эффективного магнитостатического поля $\mathbf{H}^{\text{eff}}_{m}$ (см. (3)). Согласно (1), $M_y = 0$, поэтому $f_m \neq f_m(M_y)$, что дает

$$H^{\text{eff}}_{my}(x,z) = -\frac{1}{\mu_0}\frac{\delta f_m}{\delta M_y} = 0. \quad (6)$$

Применив обычные в таких случаях преобразования [8,17–19], для двух других компонент поля H^{eff}_m получаем

$$H^{\text{eff}}_{mx}(x,z) = \frac{1}{2\pi} M_S \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial \cos\theta}{\partial x'} \left\{ -2\operatorname{arctg}\frac{2h}{(x-x')} + \frac{(x-x')}{2h} \ln\left|1 + \frac{4h^2}{(x-x')}\right| \right\} dx', \quad (7)$$

$$H^{\text{eff}}_{mz}(x,z) = -\operatorname{tg}\theta \cdot H^{\text{eff}}_{mx}(x,z). \quad (8)$$

Здесь x' и x — координаты точек источника и наблюдения магнитостатического поля. Выражения для эффективных полей $\mathbf{H}^{\text{eff}}_{\text{exc}}$, $\mathbf{H}^{\text{eff}}_{k}$, $\mathbf{H}^{\text{eff}}_{h}$ вполне очевидны (см. (3) и (4)). Окончательно с учетом изложенного выше уравнение (2) преобразуем к виду

$$\frac{\partial\theta}{\partial\tau} = -\frac{2\alpha_D}{1+\alpha_D^2}\left\{ -\frac{2A}{\mu_0 M_S^2}\frac{d^2\theta}{dx^2} + \frac{K_1}{2\mu_0 M_S^2} \times \left[\sin 4(\theta - \alpha^0_{1,2} - \gamma) + \sin^2(\theta - \alpha^0_{1,2} - \gamma) \times \sin 2(\theta - \alpha^2_{1,2} - \gamma)\right] + \frac{1}{M_S} H^e \sin(\theta - \gamma) + \frac{1}{2}\sin\theta(x) \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\cos\theta(x')}{dx'} \left[-2 \cdot \operatorname{arctg}\frac{2h}{x-x'} + \frac{x-x'}{2h}\ln\left|1 + \frac{4h^2}{(x-x')^2}\right| \right] dx' \right\}, \quad (9)$$

где $\tau = g\mu_0 M_S t$ — безразмерное время. Выражение в фигурных скобках правой части уравнения (9) представляет собой полный вращающий момент $L = 1/\mu_0 M_S^2 \cdot \delta f/\delta\theta$ (в относительных единицах) эффективного поля $\mathbf{H}^{\text{eff}}$; его слагаемые (в приведенном порядке) являются вращающими моментами обменного взаимодействия L_{exc}, магнитной кристаллографической анизотропии L_k, внешнего L_h и магнитостатического L_m полей. Интегрально-дифференциальное уравнение (9) движения намагниченности $\mathbf{M}(x)$ к состоянию равновесия может быть решено только численно. В качестве расчетной была выбрана область D конечных размеров: $-a \leqslant x \leqslant a$ (где $a \gg h$), которая разбивалась пространственной сеткой x_i на N ячеек. Размеры $\Delta x_i = x_i - x_{i-1}$ ячеек по оси x достаточно малы, чтобы значения углов θ_i (направления векторов $\mathbf{M}_S$) в них можно было считать постоянными. Вне границ области D (при $|x| > a$) намагниченность принималась постоянной. Разумеется, последнее условие приводит к погрешности вычисления $\theta(x)$ (так как область существования $\mathbf{H}^m$ бесконечна), которую, однако, можно сделать сколь угодно малой, подбирая достаточно большие значения a. В сеточном приближении уравнение (9) приводится (методом конечных разностей) к виду

$$\frac{\partial\theta_i}{\partial\tau} = -\frac{2\alpha_D}{1+\alpha_D^2}\Bigg\{-\frac{2A}{\mu_0 M_S^2}\frac{\theta_{i+1}^n - 2\theta_i^n + \theta_{i-1}^n}{\Delta x_i^2} + \frac{K_1}{2\mu_0 M_S^2}\Big[\sin 4(\theta_i^n - \alpha_i^0 - \gamma) + \sin^2(\theta_i^n - \alpha_i^0 - \gamma)\sin 2(\theta_i^n - \alpha_i^0 - \gamma)\Big] + \frac{1}{M_S}H^e\sin(\theta_i^n - \gamma) + \frac{1}{2\pi}\sin\theta_i^n\sum_j\frac{\cos\theta_i^n - \cos\theta_j^n}{\Delta x_j}G_{ij}\Bigg\}, \tag{10}$$

где функция G_{ij} определяется как

$$G_{ij} = 2(x_i - x_j)\,\mathrm{arctg}\frac{2h}{x_i - x_j} - \frac{(x_i - x_j)^2}{4h}\times\ln\left|1 + \frac{4h^2}{(x_i - x_j)^2}\right| + h\cdot\ln\left|\frac{4h^2 + (x_i - x_j)^2}{4h^2 + (x_i - x_{j-1})^2}\right| - 2(x_i - x_{j-1})\,\mathrm{arctg}\frac{2h}{x_i - x_{j-1}} + \frac{(x_i - x_{j-1})^2}{4h}\ln\left|1 + \frac{4h^2}{(x_i - x_{j-1})^2}\right|. \tag{11}$$

Для численного решения уравнения (10) использовали метод итераций [8,19]. В момент времени $\tau = 0$ задавалось исходное распределение углов θ_i^0, соответствующее ориентации векторов $\mathbf{M}_S$ вдоль осей $\langle 100\rangle$ в соседних кристаллитах "1" и "2". Каждое последующее их распределение $\theta_i^{(n)}$ (на n-й итерации) вычислялось через предыдущие значения углов $\theta_i^{(n-1)}$ по формуле

$$\theta_i^n = \theta_i^{(n-1)} + \frac{\partial\theta_i^{(n-1)}}{\partial\tau}(\tau_n - \tau_{n-1}). \tag{12}$$

Вычисления заканчиваются в момент времени τ_n, когда величина $\varepsilon = \max L_i/(|L_i^{\mathrm{exc}}| + |L_i^k| + |L_i^h| + |L_i^m|)$ становится меньше 10^{-3}.

2. Результаты расчета и их обсуждение

На рис. 2–6 представлены результаты расчетов для образца сплава Fe-3%Si ($A = 1.76\cdot 10^{-6}$ J/m, $K_1 = 3.4\cdot 10^4$ J/m^3, $M_S = 1.59\cdot 10^6$ A/m) толщиной $2h = 0.25$ mm с углами $\alpha_1^0 = 2°$, $\alpha_2^0 = 10°$ и $\gamma = 20°$ (для такой пластины размеры расчетной области составили $2a = 12$ mm). Для большей наглядности и простоты изложения на рис. 2 вместо $\theta(x)$ приведены зависимости углов $\alpha(x) = \theta(x) - \gamma$ между направлениями $\mathbf{M}$ и $\mathbf{H}^e$ (осью x_1). Большая часть обсуждаемых

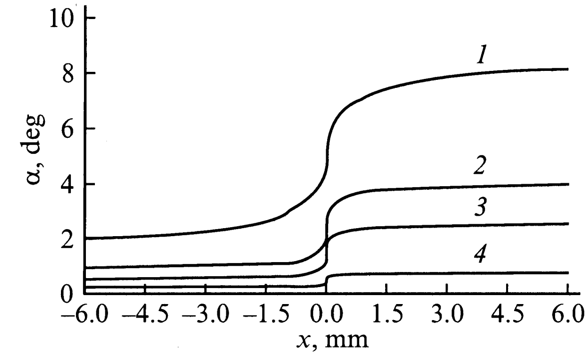

Рис. 2. Изменение ориентации $\alpha(x)$ намагниченности насыщения $\mathbf{M}_S$ возле GB ($x = 0$ — поверхность границы) в пластине кремнистого железа с $\alpha_1^0 = 2^0$, α_2^0 и $\gamma = 20°$ при различных значениях внешнего однородного поля. H^e kA/m: *1–6*, *2* — 50, *3* — 100, *4* — 500.

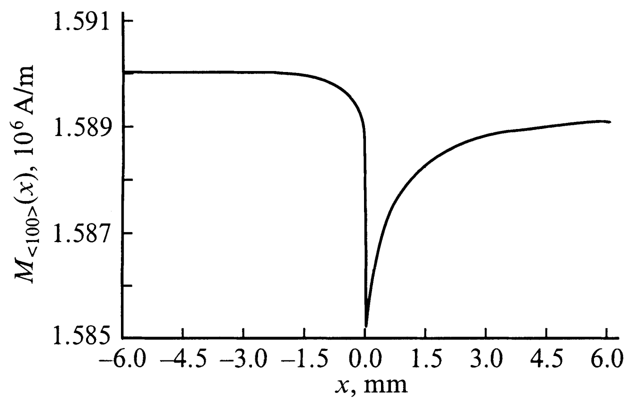

Рис. 3. Вариации проекций векторов M_S на оси $\langle 100\rangle$ в исследуемом материале при наложении внешнего поля напряженностью $H^e = 6$ kA/m.

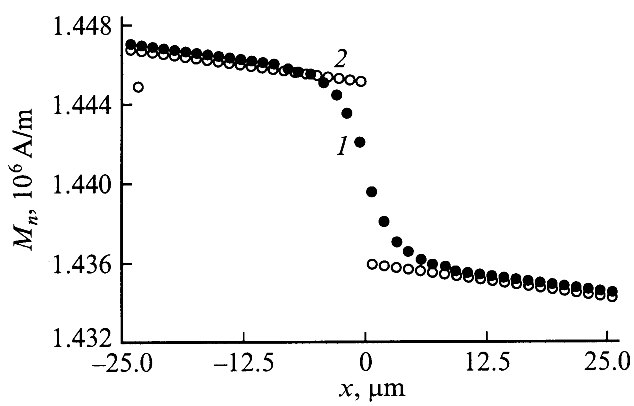

Рис. 4. Изменение нормальной составляющей намагниченности $M_n(x)$ вблизи поверхности GB при $H^e = 6$ kA/m: *1* — рассчитано с учетом обменной энергии f_{exc}, *2* — без учета f_{exc}.

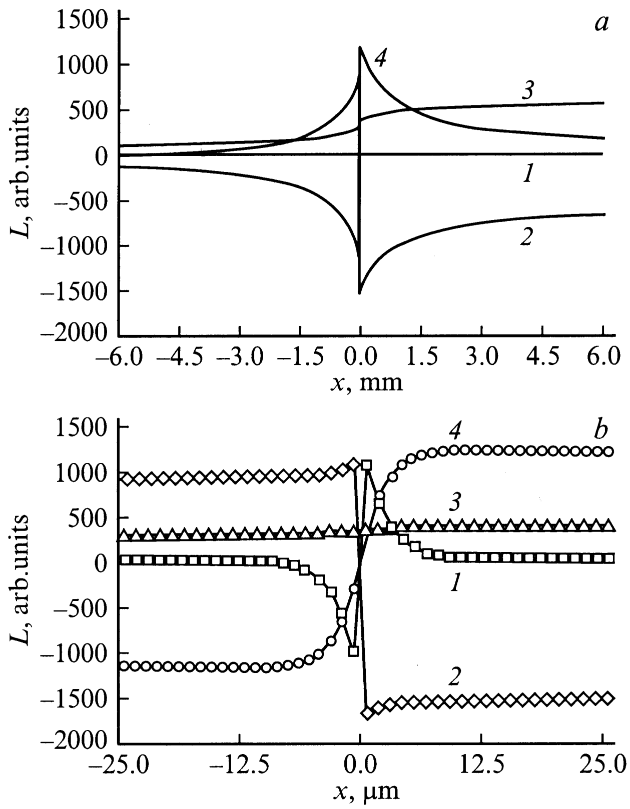

Рис. 5. Кривые вращающих моментов (a — для интервала $-6 < x < 6$ mm, b — в интервале $-25 < x < 25\,\mu$m): *1* — обменного взаимодействия $L_{\text{exc}}(x)$, *2* — магнитной кристаллографической анизотропии $L_k(x)$, *3* и *4* — моментов внешнего $L_h(x)$ и магнитостатического $L_m(x)$ полей.

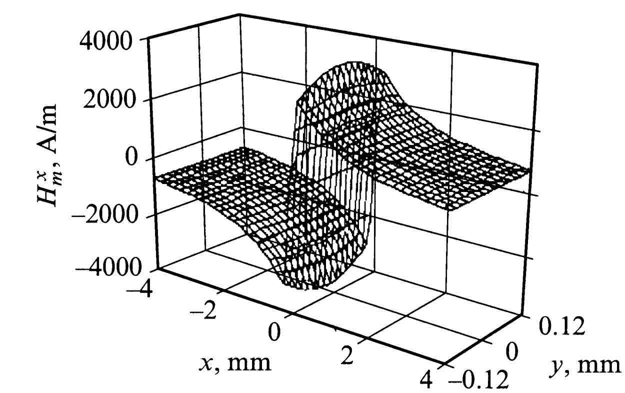

Рис. 6. Пространственное распределение компоненты $H_x^m(x, y)$ магнитостатического поля H^m возле GB в исследуемой пластине при $H^e = 6$ kA/m.

результатов относится к случаю, когда напряженность внешнего поля составляет $H^e = 6$ kA/m. Под действием таких полей $\mathbf{H}^e$ векторы $\mathbf{M}_S$ внутри зерен вдали от GB ориентируются вдоль фиксированных направлений, близких к осям $\langle 100\rangle$. Поэтому (кривая *1* на рис. 2) при $x \leqslant -5$ и $x \geqslant 5$ mm значения углов $\alpha(x)$ приближаются к α_1^0 и α_2^0 соответственно, а величины проекций $M_{\langle 100\rangle}$ векторов $\mathbf{M}_S$ на оси $\langle 100\rangle$ (рис. 3) на расстояниях Δx от GB более 5 mm близки к намагниченности насыщения ($M_{\langle 100\rangle} \approx M_S = 1.59 \cdot 10^6$ A/m). По мере приближения к GB отклонения векторов $\mathbf{M}_S$ от осей $\langle 100\rangle$ постепенно увеличиваются (что сопровождается уменьшением проекции $M_{\langle 100\rangle}$ при $x \to 0$ на рис. 3). В результате этого разрывы нормальной составляющей намагниченности M_n (рис. 4) на поверхности GB ($x = 0$ — положение GB) исчезают ($\Delta M_n = 0$). Заметим, что такое поведение результирующей намагниченности $\mathbf{M}$ вблизи GB в пластинах кремнистого железа ранее наблюдали экспериментально [11,12,15]. Как следует из рис. 2 (кривая *1*), 3 и 4, наиболее резкий поворот векторов M_S относительно направлений $\langle 100\rangle$ имеет место в непосредственной близости к GB (в области I, где $|x| \leqslant 10\,\mu$m). На больших расстояниях от GB (при $10\,\mu\text{m} < |x| \leqslant 5$ mm, область II) неоднородность намагниченности $\mathbf{M}(x)$ существенно уменьшается, и в области III, где $|x| > 5$ mm, при указанных значениях внешнего поля ($H^e = 6$ kA/m) становится малозаметной (рис. 2,3). Причины возникновения такого распределения $\mathbf{M}(x)$ можно выяснить из анализа рис. 5, где представлены кривые вращающих моментов L_{exc}, L_k, L_h, L_m (в состоянии равновесия их суммарный момент L равен нулю). Главным образом за счет момента сил короткодействующего обменного взаимодействия L_{exc} (кривая *1* на рис. 5, a) и происходит поворот векторов $\mathbf{M}_S$ в области I, сопровождающийся исчезновением скачка намагниченности ΔM_n на поверхности GB (рис. 4). При $|x| > 10\,\mu$m вкладом от L_{exc} в суммарный вращающий момент L уже можно пренебречь по сравнению с моментом L_m магнитостатического взаимодействия (кривая *4* на рис. 5), который в сумме с L_h (кривая *3* на рис. 5) уравновешивает вращающий момент кристаллографической анизотропии L_k (кривая *2* на рис. 5), удерживающий векторы $\mathbf{M}_S$ вдоль ED $\langle 100\rangle$. Поэтому в пределах макроскопической области II (протяженностью Δx порядка 10 mm по обе стороны от GB), которая составляет бóльшую часть зоны неоднородности $\mathbf{M}$ около GB, неоднородное вращение магнитных моментов атомов относительно осей $\langle 100\rangle$ вызвано действием магнитостатического поля H^m (рис. 6), т. е. представляет собой μ^*-эффект [5,15]. На значительных расстояниях от GB (в области III, где $L_m < L_h$, причем $L_m(x)$ слабо зависит от x) почти однородное распределение $\alpha(x)$ (кривая *1* на рис. 2) обусловлено преимущественно моментом L_h внешнего однородного поля $\mathbf{H}^e$ (кривая *3* на рис. 5). По мере роста напряженности поля $\mathbf{H}^e$ возмущения $\delta\mathbf{M}$ намагниченности $\mathbf{M}$ около GB постепенно уменьшаются и в полях $H^e > 500$ kA/m подавляются практически полностью (рис. 2), что соответствует ориентации атомных магнитных моментов вдоль направления $\mathbf{H}^e$.

В заключение отметим, что исследуемое здесь равновесное распределение намагниченности $\mathbf{M}(x)$ возле плоской GB в поликристаллическом ферромагнетике типа кремнистого железа имеет некоторую общность со структурой доменных стенок [18]: и в том и в другом случаях наблюдается плавный поворот векторов $\mathbf{M}_S$ от одного фиксированного направления к другому. Вместе с тем зона неоднородности намагниченности $\mathbf{M}$ около границ зерен в отличие от типичной ширины доменных стенок ($\delta \approx 10^{-5}$–10^{-4} mm) в мягких магнитных материалах имеет макроскопические размеры ($\Delta x \approx 10$ mm), что отражает решающую роль дальнодействующего магнитостатического поля $\mathbf{H}^m$. Полученные здесь данные качественно согласуются с результатами соответствующих экспериментальных исследований [15].

В заключение отметим основные результаты работы.

1) Получено установившееся (при $t \to \infty$) решение уравнения Ландау–Лифшица, описывающее одномерное распределение намагниченности насыщения $\mathbf{M}(x)$ вблизи плоской GB, которая разделяет кристаллиты с плоскостью поверхности $(01\bar{1})$, отличающиеся ориентацией ED $\langle 100 \rangle$, в пластине трехосного ферромагнитного материала типа кремнистого железа, помещенной во внешнее однородное поле $\mathbf{H}^e$.

2) Плавный поворот намагниченности $\mathbf{M}$ вблизи GB исключает разрывы ее нормальной составляющей ($\Delta M_n = 0$) на поверхности самой границы, что вызвано действием вращающего момента обменных сил L_{exc}.

3) В пределах макроскопических областей протяженностью $\Delta x \approx 10$ mm, которые составляют большую часть зоны неоднородности $\mathbf{M}$ возле GB, возмущения $\delta\mathbf{M}$ обусловлены явлением μ^*-эффекта, т. е. отклонениями магнитных моментов атомов от ED под действием магнитостатического поля $\mathbf{H}^m$, связанного с GB.

Список литературы

[1] Д. Мак Лин. Границы зерен в металлах. Металлургия, М. (1973). 204 с.
[2] А.И. Мицек, В.Н. Пушкарь. Реальные кристаллы с магнитным порядком. Наукова думка, Киев (1978). 295 с.
[3] V. Randle. The Measurement of Grain Boundary Geometry. Institute of Physics Publishing, Bristol–Philadelphia. (1993). 168 p.
[4] J. Goodenough. Phys. Rev. **95**, 917 (1954).
[5] С. Тикадзуми. Физика ферромагнетизма. Мир, М. (1987). 420 с.
[6] В.А. Зайкова, И.Е. Старцева, Б.Н. Филлипов. Доменная структура и магнитные свойства электротехнической стали. Наука, М. (1992). 270 с.
[7] R. Fischer, H. Kronmuller. J. Magn. Magn. Mater., **184**, 166 (1998).
[8] V. Rave, K. Ramstoch. J. Magn. Magn. Mater., **171**, 69 (1997).
[9] G. Herzer. J. Magn. Magn. Mater., **157**–**158**, 133 (1996).
[10] G. Herzer, L.K. Varga. J. Magn. Magn. Mater., **215**–**216**, 506 (2000).
[11] L. Sheiko, G. Brekharya, S. Gaiduk, A. Sadovoy. J. Magn. Magn. Mater., **196**–**197**, 813 (1999).
[12] L. Sheiko, G. Brekharya, A. Sadovoy, S. Gaiduk, O. Kulyk, J. Phys. D: Appl. Phys. **32** 2851 (1999).
[13] L. Sheiko, G. Brekharya, A. Sadovoy, O. Kulyk, I. Pisanko. J. Magn. Magn. Mater., **215**–**216**, 24 (2000).
[14] M. Enokizono, I. Tanabe, T. Kubota. J. Magn. Magn. Mater, **196–197**, 338 (1999).
[15] L. Sheiko, G. Brekharya, O. Kulyk, A. Sadovoy, J. Magn. Magn. Mater., **215**–**216**, 86 (2000).
[16] K. Senda, M. Ishida, K. Sato. J. Electrical Enginering in Japan **126**, *4*, 1 (1999).
[17] В.Г. Барьяхтар, Ю.И. Горобец. Цилиндрические магнитные домены и их решетки. Наукова думка, Киев (1988). 159 с.
[18] A. Hubert, R. Schafer. Magnetic domains. Springer, Berlin (1998). 696 p.
[19] Б.Н. Филипов, Л.Г. Корзунин. ФТТ **38**, *8*, 2442 (1996).