Вестник ТвГУ. Серия "Физика". 2004. № 4(6). С. 39 - 43

УДК 538.2

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНСТАНТ АНИЗОТРОПИИ ИЗ КРИВЫХ ВРАЩАЮЩИХ МОМЕНТОВ В ПОЛЯХ, СРАВНИМЫХ ПО ВЕЛИЧИНЕ С РАЗМАГНИЧИВАЮЩИМ ПОЛЕМ ОБРАЗЦА

А.А. Рыбак, Н.П. Супонев
Кафедра магнетизма

Разработана методика определения констант и коэффициентов анизотропии из кривых вращающих моментов с учетом доменной структуры кристалла.

Как правило, константы магнитной анизотропии ферромагнетиков определяются из кривых намагничивания $I_{эксп}(H)$, измеренных вдоль различных кристаллографических направлений, или из кривых вращающего момента $L_{эксп}(\psi)$, полученных при вращении образца в определенной кристаллографической плоскости во внешнем магнитном поле H. Сама методика определения констант анизотропии основана на аппроксимации экспериментальных зависимостей $I_{эксп}(H)$ или $L_{эксп}(\psi)$ расчетными зависимостями $I(H)$ и $L(\psi)$ соответственно, причем наилучшего совпадения экспериментальных и расчетных кривых добиваются путем варьирования констант анизотропии K_1 и K_2, входящих как параметры в выражения $I(H)$ и $L(\psi)$. Те значения констант, при которых достигается наилучшее совпадение, считаются найденными из эксперимента.

Как правило, для определения констант анизотропии из кривых намагниченности или вращающих моментов используют следующую процедуру: принимается, что образец находится в однодоменном состоянии. В случае, когда внешнее поле H направлено под углом ψ к оси c кристалла, полная энергия образца имеет вид

$$E = K_1 \sin^2\theta + K_2 \sin^4\theta - I_s H \cos(\psi - \theta)\,. \tag{1}$$

Определяя значение угла θ между вектором спонтанной намагниченности и осью «c», при котором общая энергия (1) имеет минимум, можно построить зависимости $I(H)$ и $L(\psi)$:

$$I(H) = I_s \cos(\psi - \theta)\,, \tag{2}$$

$$L(\psi) = I_s \sin(\psi - \theta)\,. \tag{3}$$

Константы анизотропии находят, аппроксимируя с помощью (2) или (3) экспериментальные зависимости $I_{эксп}(H)$ или $L_{эксп}(\psi)$.

Из-за того, что константы анизотропии могут зависеть от внешнего поля, имеет смысл проводить измерения в невысоких магнитных полях, где этот вклад, как правило, незначителен. Однако при таких измерениях требуется учитывать тот факт, что при некоторых углах ψ между внешнем полем и осью легкого намагничивания в образце может присутствовать доменная структура. Это, в свою очередь, требует привлечения более сложного математического аппарата для описания зависимостей $L(\psi)$ во всем диапазоне изменения угла ψ.

При расчете кривых намагничивания или кривых вращающих моментов для учета доменной структуры образца чаще всего пользуются методом фаз Нееля, описанным в работах [1; 2].

В модели принимается, что в отсутствие внешнего магнитного поля самопроизвольная намагниченность в отдельных областях кристалла параллельна задаваемым единичными векторами $\mathbf{n}_i$ направлениям. Векторы $\mathbf{n}_i$ совпадают с направлениями легкого намагничивания. Доменная структура характеризуется только объемом соответствующей фазы v_i. Объем i-й фазы v_i определяется как относительный объем образца, намагниченный в направлении $\mathbf{n}_i$. В размагниченном состоянии должно выполняться соотношение:

$$\sum_i \mathbf{n}_i \nu_i \big|_{H=0} = 0 \tag{4}$$

при условии

$$\sum_i \nu_i \big|_{H=0} = 1 . \tag{5}$$

В присутствии внешнего магнитного поля монокристалл имеет намагниченность $\mathbf{I}$ [2]. Компонента намагниченности вдоль направления $\mathbf{n}$ определяется как

$$I_n = I_s \sum_i v_i \mathbf{n}_i \mathbf{n} , \tag{6}$$

где v_i и $\mathbf{n}_i$- равновесные значения объемов фаз и направлений легкого намагничивания, соответствующие данному значению поля. Кривая намагничивания $I_n(H)$ рассчитывается в теории фаз посредством определения объема фаз v_i и направлений намагничивания $\mathbf{n}_i$ для каждого значения поля $\mathbf{H}$ [1].

В одноосном идеальном кристалле намагничивание в слабых полях осуществляется в основном благодаря смещению доменных границ, причем этот процесс должен идти так, чтобы в объеме образца не возникали магнитные полюсы [1-3].

Рассмотрим одноосный анизотропный кристалл. Без учета замыкающих доменов образец имеет двухфазную (киттелевскую) доменную структуру [4]. Обозначим относительный объем фаз с противоположным направлением намагниченности как v_1 и v_2 (рис. 1). В размагниченном состоянии они равны $v_1 = v_2 = 0.5$. Изменение намагниченности в присутствие магнитного поля происходит как в результате смещения доменных границ, так и вследствие вращения векторов самопроизвольной намагниченности (рис. 2). Процесс смещения доменных границ характеризуется изменением объема фаз v_1 и v_2. Для упрощения вычислений будем считать, что образец имеет сферическую форму.

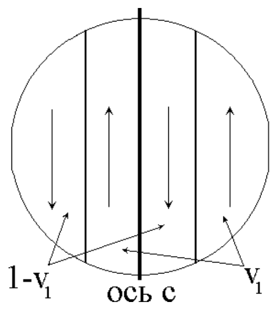

Рис. 1. Схематическое изображение доменной структуры образца при отсутствии механических напряжений и внешнего поля H

Объем второй фазы, в силу условия $v_1 + v_2 = 1$, мы запишем как $v_2 = 1 - v_1$. Проекции намагниченности образца на координатные оси можно записать следующим образом (рис. 2):

$$I_x = I_s v_1 \sin\theta + I_s (1 - v_1) \sin\theta = I_s \sin\theta,$$
$$I_y = I_s v_1 \cos\theta - I_s (1 - v_1) \cos\theta = I_s \cos\theta (2v_1 - 1), \tag{7}$$

соответственно проекции внешнего поля

$$H_x = H \sin\psi,\ H_y = H \cos\psi. \tag{8}$$

Абсолютная величина намагниченности кристалла, выраженная через его проекции намагниченности, имеет вид:

$$I = \sqrt{I_x^2 + I_y^2} = I_s \sqrt{\sin^2\theta + (2v_1 - 1)^2 \cos^2\theta} = I_s \sqrt{1 + 4v_1 (v_1 - 1) \cos^2\theta}. \tag{9}$$

Полная энергия образца представляет сумму энергии анизотропии, энергии во внешнем поле и энергии собственного размагничивающего поля образца:

$$E_п = E_а + E_р + E_н. \tag{10}$$

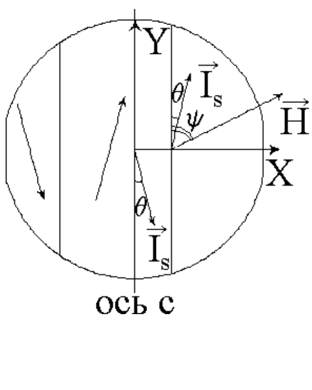

Рис. 2. Положение векторов намагниченности различных фаз во внешнем магнитном поле H

Энергия одноосной магнитокристаллической анизотропии с учетом трех констант анизотропии для системы с двумя магнитными фазами с удельными объемами v_1 и $1-v_1$:

$$E_a = K_1 v_1 \sin^2\theta + K_2 v_1 \sin^4\theta + K_3 v_1 \sin^6\theta + K_1(1-v_1)\sin^2\theta +$$
$$+ K_2(1-v_1)\sin^4\theta + K_3(1-v_1)\sin^6\theta + ... = K_1\sin^2\theta + K_2\sin^4\theta + K_3\sin^6\theta\,. \quad (11)$$

Энергия размагничивающего поля сферического образца:

$$E_p = \frac{NI^2}{2}, \quad (12)$$

где I – общая намагниченность образца из выражения (9).

Энергия взаимодействия образца с внешним магнитным полем записывается как

$$E_н = -(\mathbf{IH}) = -I_s H(\sin\psi\sin\theta + (2v_1 - 1)\cos\psi\cos\theta) =$$
$$= -I_s H(2v_1\cos\psi\cos\theta - \cos(\psi+\theta)) \quad (13)$$

Полная энергия кристалла (10) имеет вид:

$$E_н = K_1\sin^2\theta + K_2\sin^4\theta + K_3\sin^6\theta + ... + \frac{NI^2}{2} - I_s H(2v_1\cos\psi\cos\theta -$$
$$-\cos(\psi+\theta)) = K_1\sin^2\theta + K_2\sin^4\theta + K_3\sin^6\theta + ... + \frac{NI_s^2}{2}(1+$$
$$+4v_1(v_1-1)\cos^2\theta) - I_s H(2v_1\cos\psi\cos\theta - \cos(\psi+\theta)) \quad (14)$$

Для нахождения равновесных значений v_1 и θ используется условие минимума полной энергии кристалла $E_n(v_1,\theta)$:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial E_n}{\partial \nu_1} = 0, \\ \dfrac{\partial E_n}{\partial \theta} = 0. \end{cases} \quad (15)$$

Производная от полной энергии по v_1 запишется как:

$$\frac{\partial E_n}{\partial v_1} = NI_s^2(2v_1 - 1)\cos^2\theta - I_s H\cos\psi\cos\theta = 0\,. \quad (16)$$

Из выражения (13) можно определить значения v_1 как функцию от величины внешнего магнитного поля, угла между внешним полем и осью c и угла между направлением самопроизвольной намагниченности и осью c:

$$v_1 = \frac{1}{2} + \frac{H\cos\psi}{2NI_s\cos\theta}. \qquad (17)$$

Чтобы найти угол θ, используем условие (15) и найдем производную от полной энергии образца по θ:

$$\frac{\partial E_n}{\partial\theta} = \frac{\partial E_a}{\partial\theta} - I_s H(2v_1\cos\psi(-\sin\theta) + \sin(\psi+\theta)) - 4NI_s^2 v_1(1-v_1)\sin\theta\cos\theta = 0. \qquad (18)$$

Для того, чтобы исключить v_1 из выражения (18), подставим выражение (13) для v_1 в выражение (18):

$$\frac{\partial E_a}{\partial\theta} - I_s H\sin\psi\cos\theta + NI_s^2\sin\theta\cos\theta = 0. \qquad (19)$$

При записи энергии анизотропии с учетом трёх констант

$$L = -\frac{\partial E_a}{\partial\theta} = -(K_1 + 2K_2\sin^2\theta + 3K_3\sin^4\theta)\sin 2\theta = NI_s^2\sin\theta\cos\theta - I_s H\sin\psi\cos\theta. \qquad (20)$$

Из выражения (20) видно, что угол θ не выражается аналитически. Для решения могут быть использованы численные методы. В итоге, используя (20), можно с помощью найденных значений θ определить v_1 из (17) и вычислить значения проекций или общую намагниченность кристалла (7).

Таким образом, используя метод фаз Нееля, можно полностью рассчитать кривую вращающего момента кристалла в области комбинированного процесса намагничивания, являющегося результатом смещения доменных границ и вращения вектора самопроизвольной намагниченности.

Литература

1. Неель Л. Процессы намагничивания и ферромагнитные области монокристаллов железа // Физика ферромагнитных областей. М.: ГИТЛ, 1951. С. 240-283.
2. Neel L. Les lois de l'aimantation et de subdivision en domaines elementaires d'un monocrystal de fer (I) // J. de Phys. Radium. 1944. V. 5. P. 241-251.
3. Пастушенков Ю.Г. Микромагнетизм магнито-твердых материалов /Тверь, ТГУ. 1990.
4. Kittel C. Domain structure in films and small particles // Phys. Rev. 1946. V. 70. N. 11. P. 965-971.