

## СПОСОБ ФОРМОВАНИЯ ГЕКСАГОНАЛЬНЫХ ФЕРРИТОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Эсауленко В.А., Никорюк Н.С.

Донецкий государственный технический университет

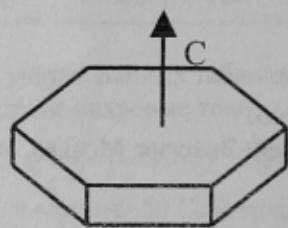
*The article defines electromagnetic moment of forces, acting anisotropic crystal in external homogeneous magnetic field, and works out method of formation hexagonal ferrites in this field*

Интенсивное развитие техники способствует появлению новых направлений в применении ферритов. В частности, известно, что ферритовые материалы могут быть использованы для поглощения электромагнитной энергии [1]. Для улучшения радиопоглощающих свойств ферритовых материалов актуальной является задача увеличения начальной магнитной проницаемости ферритов, используемых в качестве радиопоглощающих покрытий.

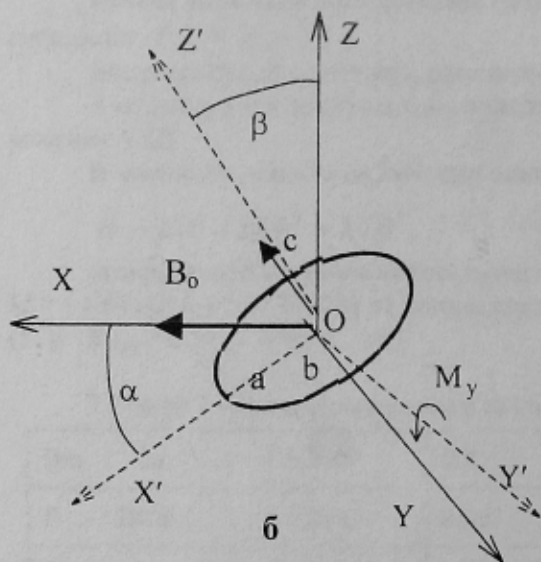
Обычные поликристаллические материалы представляют собой совокупность отдельных кристаллов, магнитные свойства которых неодинаковы в различных направлениях. Это явление получило название естественной магнитной кристаллографической анизотропии. Известны два применяемых в технике способа получения легко намагничивающихся материалов [2]:

- а) выбор сплавов с возможно меньшей кристаллографической анизотропией;
- б) принудительное упорядочение распределения кристаллов по направлению лёгкого намагничивания в процессе производства материалов.

Второй способ получения легко намагничивающихся материалов более предпочтителен, так как позволяет наиболее полно использовать материал данного состава.



а



б

Рисунок 1—Анизотропный пластинчатый кристалл (а) и аппроксимирующий его эллипсоид в постоянном магнитном поле (б).

Как известно [1,3], ферросплавы характеризуются плоскостью легкого намагничивания, причём их свойства могут быть существенно улучшены текстуровкой заготовок – прессованием водной суспензии ферритового порошка в сильном постоянном магнитном поле.

В настоящей работе решается задача выбора способа и разработки трубований к конструкциям устройств формирования гексагональных ферритов в электромагнитных полях.

Увеличение начальной магнитной проницаемости ферросплавов может быть получено за счёт воздействия электромагнитного поля на прессуемый материал, при котором плоскости лёгкого намагничивания кристаллов будут ориентированы параллельно друг другу. При изготовлении радиопоглощающего материала плоскости легкого намагничивания всех кристаллов должны быть параллельны поверхности радиопоглощающего покрытия, что обеспечивает улучшение его физических характеристик.

Ферритовая суспензия представляет собой взвесь дисперсных кристаллов в жидкости. Для выбора способа формирования ферритов в электромагнитных полях рассмотрим основные параметры ферритовых частиц и полей, определяющие величину и направление момента сил, воздействующего на анизотропный кристалл во внешнем однородном поле, не учитывая при этом эффекты взаимодействия близко расположенных ферритовых частиц. Поскольку расчёт электромагнитного момента сил для тел произвольной формы связан со значительными трудностями, для приближённой оценки момента в большинстве случаев в качестве аналога для сравнения используют тело, имеющее форму эллипсоида [4]. Поэтому будем считать, что ориентируемый пластинчатый кристалл (рис.1,а) имеет форму

сплюснутого эллипсоида вращения (рис.1,б). Примем, что гексагональная ось  $C$  кристалла, перпендикулярная плоскости легкого намагничивания, совпадает с полуосью  $C$  эллипсоида, для которого характерны следующие геометрические соотношения:

$a = b$ ;  $c \rightarrow 0$ ;  $h = c/a = c/b \rightarrow 0$ , где  $a, b, c$  - длины полуосей эллипсоида.

Введём прямоугольную систему координат  $X' Y' Z' O$  жёстко связанную с рассматриваемым эллипсоидом. Магнитная проницаемость такого эллипсоида определяется совокупностью величин  $\mu_{ik}$ , представляющих собой тензор второго ранга – тензор магнитной проницаемости. У кристаллов ферроксианов при таком выборе осей координат отличны от нуля только диагональные компоненты  $\mu_{ii}$  тензора магнитной проницаемости и поэтому

$\mu_a = \mu_{11}$ ;  $\mu_b = \mu_{22}$ ;  $\mu_c = \mu_{33}$ ; при этом  $\mu_a = \mu_b > \mu_c$ .

В однородном постоянном магнитном поле момент магнитных сил определяется формулой

$$\bar{M} = \bar{P}_M \times \bar{B}_0,$$

где  $\bar{P}_M$  - магнитный момент твёрдого тела;  $\bar{B}_0$  - вектор магнитной индукции внешнего поля [4].

Составляющие вектора  $\bar{P}_M$  по координатным осям  $X' Y' Z'$  в системе координат, жёстко связанной с ориентируемым эллипсоидом, можно выразить в зависимости от составляющих вектора магнитной индукции  $\bar{B}_0$  внешнего поля. Компоненты магнитного момента  $P_{Mi}$  твёрдого тела являются линейными функциями составляющих индукции  $B_{oi}$  и для ферромагнитных эллипсоидов определяются соотношением [4]

$$P_{Mi} = \frac{4\pi abc}{3\mu_0} * \frac{(\mu_i - 1)B_{oi}}{1 + (\mu_i - 1)N_i},$$

где  $\mu_i$  - относительные магнитные проницаемости тела;  $N_i$  - коэффициенты размагничивающего фактора.

Согласно рис.1б вектор магнитной индукции внешнего поля  $\bar{B}_0$  лежит в плоскости  $X' O Z'$  и образует угол  $\alpha$  с осью  $X'$ ; поэтому составляющие индукции по соответствующим осям равны

$$B_{ox'} = B_0 * \cos \alpha; \quad B_{oy'} = 0; \quad B_{oz'} = B_0 * \sin \alpha$$

Составляющие магнитного момента  $\bar{P}_M$  в подвижной системе координат  $X' Y' Z' O$  (ПСК) для эллипсоида имеют вид

$$P_M = \frac{V \cdot B_0}{\mu_0} \left\{ \frac{\mu_a - 1}{1 + (\mu_a - 1)N_a} \cdot \cos \alpha; 0; \frac{\mu_c - 1}{1 + (\mu_c - 1)N_c} \cdot \sin \alpha \right\}$$

где  $V = \frac{4}{3} \pi \cdot a \cdot b \cdot c$  - объём эллипсоида.

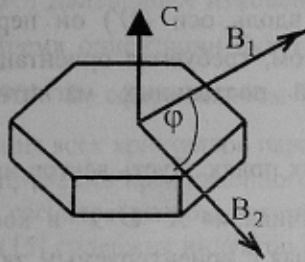
Момент сил, создаваемый при взаимодействии эллипсоида с внешним постоянным магнитным полем, имеет единственную составляющую  $M_y$ .

$$M_{y'} = -(P_{MX'} B_{oz'} - P_{MZ'} B_{ox'}) = -P \cdot V \left[ \frac{\mu_a - 1}{1 + N_a(\mu_a - 1)} - \frac{\mu_c - 1}{1 + N_c(\mu_c - 1)} \right] \cdot \sin 2\alpha, \quad (1)$$

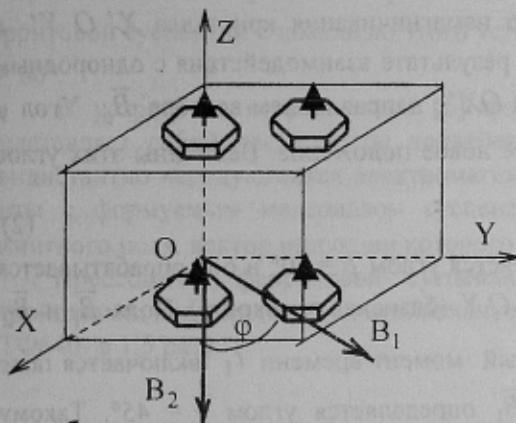
где  $P = \frac{1}{2 \cdot \mu_0} B_0^2$  - магнитное давление внешнего поля с индукцией  $B_0$ .

Из выражения (1) следует, что максимальное значение момента сил при всех прочих равных условиях соответствует положению эллипсоида при  $\alpha = 45^\circ$  и момент равен нулю при  $\alpha = 0$  или  $\alpha = 90^\circ$ . Положение эллипсоида при  $\alpha = 0$  является положением устойчивого, а при  $\alpha = 90^\circ$  - неустойчивого равновесия.

Для эллипсоида вращения сплюснутой формы, которая соответствует анизотропному кристаллу формуемых гексагональных ферритов,  $N_a = N_b < N_c$ ;  $\mu_a = \mu_b > \mu_c$  и момент сил  $M_{y'} < 0$ . Координатные оси  $OX'$  и  $OY'$  кристалла лежат в его плоскости лёгкого намагничивания и не совпадают в общем случае с положением осей  $OX$  и  $OY$  неподвижной системы координат (НСК) (рис.1,б). В исходном состоянии все положения кристаллов относительно НСК равновероятны. При воздействии магнитного поля вдоль оси  $OX$ , расположенной в плоскости  $X' O Z'$ , возникает магнитный момент  $M_{y'}$ , который переводит кристалл путем



а



б

Рисунок 2 – Ориентация кристаллов гексагональных ферритов двумя постоянными магнитными полями. а – одиночный сорентированный кристалл, б – текстурированное изделие.

вращения вокруг оси  $OY'$  в устойчивое положение, при котором ось  $OX'$  совпадает с осью  $OX$  ( $\alpha = 0$ ). При этом углы  $\beta$  для различных кристаллов в общем случае различны и кристаллы ориентированы плоскостью легкого намагничивания вдоль оси  $OX$ , т.е. вдоль поля. Такие эллипсоиды ориентируются осью  $C$  перпендикулярно к полю, образуя осевую текстуру формуемых образцов.

При плоскостной текстуре будем считать сориентированным положение эллипсоида с плоскостью  $XOY$  в том случае, когда ось  $OZ'$  подвижной системы координат совпадает с осью  $OZ$  неподвижной системы координат, т.е. при угле  $\beta = 0$ . Для кристалла рис.1,б требуемая ориентация может быть достигнута с помощью угловых перемещений относительно двух осей: сначала кристалл из общего положения вращением вокруг оси  $OY'$  приводится в первое устойчивое положение, при котором ось  $OX'$  совпадает с осью  $OX$ , а затем вращением относительно оси  $OX'$  (поле должно иметь направление вдоль оси  $OY$ ) он переводится в ориентируемое положение при совпадении осей  $OY'$  и  $OY$ . Таким образом, требуемая ориентация частицы может быть достигнута в результате двух поочерёдных включений постоянных магнитных полей, расположенных друг относительно друга под углом  $\varphi = 90^\circ$ .

Рассмотрим более общий случай ориентации эллипсоида в магнитных полях. Пусть вектор индукции  $\vec{B}_0$  поля образует угол  $\gamma$  с линией пересечения плоскости лёгкого намагничивания  $X'OY'$  и координатной плоскости  $XOY$  и направлен вдоль оси  $OX$ . ПСК  $X'Y'Z'O$ , связанная с ориентируемым эллипсоидом, выбрана так, что вектор внешнего поля  $\vec{B}_0$  лежит в плоскости  $X'OZ'$ . Первоначальное положение частицы определяется углом  $\beta$  (углом между нормальными плоскости лёгкого намагничивания кристалла  $X'OY'$  и базисной поверхностью  $XOY$ , т.е. углом между осями  $OZ'$  и  $OZ$ ). В результате взаимодействия с однородным магнитным полем частица развернётся на угол  $\alpha$  до совпадения осей  $OX'$  с направлением вектора  $\vec{B}_0$ . Угол  $\psi$  между осями  $OZ$  и  $OZ'$  после поворота частицы будет определять её новое положение. Величины этих углов связаны соотношениями

$$\operatorname{tg}\psi = \operatorname{tg}\beta \cdot \cos\gamma, \quad \sin\alpha = \sin\beta \cdot \sin\gamma. \quad (2)$$

Допустим, что положение частицы относительно НСК определяется углом  $\beta = 50^\circ$  и она обрабатывается магнитными полями  $\vec{B}_1$  и  $\vec{B}_2$ , векторы которых лежат в плоскости  $XOY$  (базисная плоскость). Поля  $\vec{B}_1$  и  $\vec{B}_2$  направлены друг относительно друга под углом  $\varphi = 60^\circ$ . В некоторый момент времени  $t_1$  включается поле  $\vec{B}_1$ . Пусть линия пересечения плоскостей относительно вектора  $\vec{B}_1$  определяется углом  $\gamma = 45^\circ$ . Такому взаимному расположению частицы и поля  $\vec{B}_1$  соответствует положение устойчивого равновесия при угле  $\psi = \operatorname{arctg}(\operatorname{tg}\beta \cdot \cos\gamma) = \operatorname{arctg}(\operatorname{tg}50^\circ \cdot \cos 45^\circ) = 40,1^\circ$ .

В момент времени  $t_2$  отключается поле  $\vec{B}_1$  и включается поле  $\vec{B}_2$ . Взаимному положению поля  $\vec{B}_2$  и частицы соответствуют углы  $\gamma = \varphi = 60^\circ$  (после первичной ориентации линия пересечения плоскости лёгкого намагничивания кристалла  $X'OY'$  и базисной  $XOY$  будет совпадать с направлением поля  $\vec{B}_1$ ) и новое значение угла рассогласования плоскостей  $\psi = 22,8^\circ$ .

При дальнейших поочередных включениях магнитных полей  $\vec{B}_1$  и  $\vec{B}_2$  угол  $\psi$  будет уменьшаться, т.к.  $\cos\gamma < 1$  при всех  $\gamma$  и согласно (2)  $\psi < \beta$ . В рассматриваемом случае  $\psi = 0,8^\circ$  через семь переключений полей. Таким образом, частица может быть сориентирована при последовательной обработке двумя магнитными полями, векторы которых параллельны базисной плоскости формуемых ферритов, а сами магнитные поля расположены под произвольным углом  $\varphi$  друг относительно друга. В табл. 1 приведены результаты расчёта количества поочередных включений таких полей, необходимого для плоскостной ориентации анизотропного кристалла формуемых гексагональных ферритов при произвольном угле  $\varphi$ .

Таблица 1. Количество поочерёдных включений магнитных полей для ориентации кристалла при различных углах между полями.

$\varphi$ , град	10	30	45	60	75	90
Количество включений	500	55	22	12	5	2

Из анализа результатов расчёта, приведённых в табл. 1, следует, что практически полная ориентация частицы полями  $\vec{B}_1$  и  $\vec{B}_2$  достигается при  $\varphi = 90^\circ$  через 2 включения, а при  $\varphi = 10^\circ$  - через 500. При этом частица ориентируется плоскостью лёгкого намагничивания параллельно плоскости, заданной векторами полей  $\vec{B}_1$  и  $\vec{B}_2$  (рис.2,б).

Исследуем процесс текстурования взвеси анизотропных частиц с плоскостью лёгкого намагничивания магнитными полями  $\vec{B}_1$  и  $\vec{B}_2$  с произвольным углом ориентации полей  $\varphi$ . Пусть векторы полей  $\vec{B}_1$  и  $\vec{B}_2$  параллельны плоскости  $XOY$  (рис. 26). После первого включения поля  $\vec{B}_1$  все кристаллы из хаотичного положения приводятся в устойчивое, когда линии пересечения плоскостей лёгкого намагничивания с базисной плоскостью направлены параллельно вектору поля  $\vec{B}_1$ . Положение любой частицы относительно плоскости  $XOY$  будет определяться своим углом  $\psi_i$ , причём для каждой  $i$ -ой частицы  $\psi_i < \beta_i$ .

При включении поля  $\vec{B}_2$  взаимному положению поля и частиц будут соответствовать углы  $\gamma_i = \gamma = \varphi$ . Дальнейшее изменение ориентации частиц будет происходить также, как и в случае отдельного кристалла. Время ориентации будет определяться продолжительностью ориентирования частиц с углом  $\beta_i$  близким к  $90^\circ$ . В сформованном с помощью магнитных полей  $\vec{B}_1$  и  $\vec{B}_2$  изделии плоскости лёгкого намагничивания всех кристаллов параллельны плоскости  $XOY$ .

Для апробации предложенного способа формирования гексагональных ферритов в электромагнитном поле в Донецком государственном техническом университете разработаны два типа устройств [5,6]. Устройство первого типа [5] содержит индуктор магнитного поля с тремя катушками. Катушки расположены на кольцевом трёхлучевом ферромагнитном сердечнике и подключены к источнику постоянного напряжения. Изменяя полярность тока в катушках, получают шаговое поле в матрице с прессуемым материалом. Обработка взвеси ферритовой суспензии с помощью этого устройства аналогична обработке полями  $\vec{B}_1$  и  $\vec{B}_2$  с углом ориентации  $\varphi = 60^\circ$ .

В устройстве второго типа [6] формуемый материал помещают на фильтрующую ткань, которая представляет собой часть ленты конвейера. Конвейерная лента перемещается относительно неподвижных эквидистантно чередующихся электромагнитов постоянного тока двух типов. При перемещении конвейерной ленты с формуемым материалом суспензия последовательно оказывается под воздействием постоянного магнитного поля, вектор индукции которого лежит в одной плоскости и вращается с «шагом» в  $90^\circ$ .

Прессование ферритовой суспензии в шаговом магнитном поле, создаваемом предложенными устройствами, позволило увеличить начальную магнитную проницаемость феррооксидов типа Ф11 в 2,1 раза, а ТФ640- в 1,5 раза.

## ВЫВОДЫ

1. При обработке ферритовой суспензии в однородном постоянном магнитном поле анизотропные кристаллы гексагональных феррооксидов ориентируются гексагональной осью  $C$  кристалла перпендикулярно к полю, образуя осевую текстуру формуемых образцов.

2. При поочерёдной обработке ферритовой суспензии двумя постоянными магнитными полями, расположенными друг относительно друга под углом  $\varphi$ , анизотропные кристаллы ориентируются плоскостью лёгкого намагничивания параллельно плоскости, определяемой векторами этих полей, образуя плоскостную текстуру формуемых образцов. Количество поочерёдных включений полей, необходимое для ориентации кристаллов, зависит от угла  $\varphi$ . Минимальное число включений равно 2 при  $\varphi = 90^\circ$ . При уменьшении угла  $\varphi$  количество включений существенно возрастает.

3. Экспериментальные исследования предложенных способов формирования гексагональных ферритов в электромагнитных полях показали их высокую эффективность. Прессование ферритовой суспензии в шаговом магнитном поле, перпендикулярном оси прессования, позволило увеличить начальную магнитную проницаемость феррооксидов типа Ф11 в 2,1 раза, а ТФ640- в 1,5 раза.

## ЛИТЕРАТУРА.

1. Левин Б.Е., Третьяков Ю.Д., Летюк Л.М. Физико-химические основы получения, свойства и применение ферритов. – М.: Металлургия, 1979. – 472 с.
2. Рейнбот Г. Магнитные материалы и их применение. – Л.: Энергия, 1974. – 384 с.
3. Смит Я., Вейн Х. Ферриты – пер. с англ. М. и Л.: 1962. – 504 с.
4. Сермонс Г.Я. Динамика твёрдых тел в электромагнитном поле. – Рига: Зинатне, 1974.
5. Эсауленко В.А., Жемчугов Н.И., Титенко А.Г., Никорюк Н.С., Корощенко А.В. Устройство для прессования ферритового порошка в магнитном поле. Авт. свид. SU №1111847. Бюл. изобр. №33, 1984.
6. Эсауленко В.А., Никорюк Н.С., Титенко А.Г. и др. Устройство для прессования анизотропных плоских ферритовых изделий. Авт. свид. SU №1197250.1985.