

УДК 538.13.001

©1994

## ВЛИЯНИЕ КОНСТАНТ АНИЗОТРОПИИ НА МАГНИТНУЮ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ МАТЕРИАЛОВ С КУБИЧЕСКОЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ

*М.В.Валейко, П.М.Ветошко, А.Я.Перлов, А.Ю.Топоров*

Получены аналитические выражения для восприимчивости пленок из магнитных материалов, обладающих кубической кристаллической структурой. Показано, что для ориентации (111) величины коэрцитивности и поля насыщения могут обращаться в нуль при ненулевых константах кубической анизотропии, что дает возможность использовать такие материалы для одновременного измерения трех компонент малого магнитного поля за счет выхода вектора намагниченности из плоскости.

Большой интерес в последнее время представляют ферромагнитные материалы с высокой восприимчивостью и малыми полями насыщения. В частности, материалы с такими характеристиками имеют большое значение для создания разного рода датчиков магнитных полей. В работе [1] было показано, что для монокристаллических пленок, выращенных из материала с кубической кристаллической структурой, наименьшая ширина петли гистерезиса при перемagnичивании в плоскости пленки достигается при совпадении нормали к пленке с кристаллографическим направлением (111). Тем не менее было исследовано лишь влияние первой константы кубической анизотропии  $K_1$ , в то время как учет второй константы  $K_2$ , которая во многих веществах может быть сравнимой по величине с первой, приводит к важным и интересным результатам именно для пленок с ориентацией (111).

Для получения количественных результатов рассмотрим тонкую пленку с ориентацией (111), помещенную во внешнее магнитное поле  $H$ , лежащее в плоскости пленки и составляющее угол  $\varphi_H$  с осью (211) (рис. 1). Если константы кубической анизотропии невелики (по сравнению с  $4\pi M^2$ , где  $M$  — намагниченность насыщения), то с точностью до членов второго порядка по  $\vartheta$  — углу выхода намагниченности из плоскости, плотность магнитной энергии  $W$  в отсутствие наведенных анизотропий представляется в виде [2]

$$W = -MH \cos(\varphi - \varphi_H) + \frac{K_2}{108} \cos 6\varphi - \vartheta \frac{\sqrt{2}}{3} \left( K_1 + \frac{K_2}{6} \right) \cos 3\varphi + \\ + \vartheta^2 \left[ \frac{1}{2} MH \cos(\varphi - \varphi_H) + 2\pi M^2 - \frac{K_1}{2} + \frac{1}{36} K_2 (2 - \cos 6\varphi) \right], \quad (1)$$

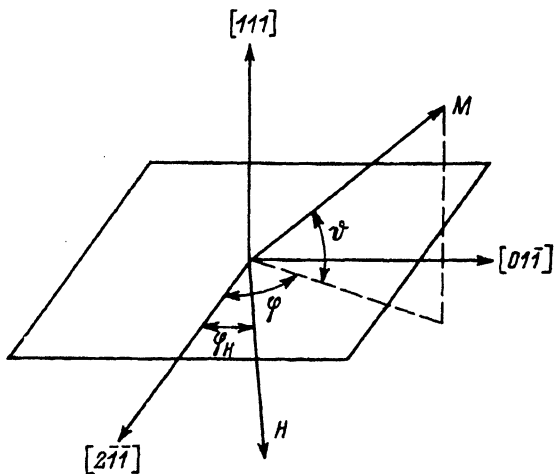


Рис. 1. Система координат, используемая в вычислениях.

где  $K_1$  и  $K_2$  — константы кубической анизотропии четвертого и шестого порядков,  $\varphi$  — угол между проекцией намагниченности на плоскость пленки и осью (211).

Учитывая малость констант анизотропии и рассматривая поля  $H \ll 4\pi M$ , выражение (1) можно свести к

$$W = -MH \cos(\varphi - \varphi_H) + \frac{K_2}{108} \cos 6\varphi - \vartheta \frac{\sqrt{2}}{3} (K_1 + \frac{K_2}{6}) \cos 3\varphi + 2\pi M^2 \vartheta^2. \quad (1a)$$

Углы  $\vartheta$  и  $\varphi$  определяются из условия минимума свободной энергии [2], т. е.

$$\begin{aligned} \partial W / \partial \vartheta &= 0, & \partial W / \partial \varphi &= 0, \\ (\partial^2 W / \partial \vartheta^2) (\partial^2 W / \partial \varphi^2) - (\partial^2 W / \partial \vartheta \partial \varphi)^2 &> 0, \end{aligned} \quad (2)$$

откуда

$$\vartheta = \frac{\sqrt{2}}{3} (K_1 + K_2/6) \cos 3\varphi / 4\pi M^2, \quad (3a)$$

$$H \sin(\varphi - \varphi_H) - H_1 \sin 6\varphi = 0, \quad (3b)$$

$$H \cos(\varphi - \varphi_H) - 6H_1 \cos 6\varphi > 0, \quad (3c)$$

где

$$H_1 = \frac{K_2}{18M} - \frac{[K_1 + K_2/6]^2}{12\pi M^3}. \quad (4)$$

Рассчитанная зависимость (3a)–(3c)  $\vartheta(\varphi_H)$  хорошо объясняет поведение вектора намагниченности во внешнем магнитном поле, экспериментально полученное в работе [3] (рис. 2). Величина поля насыщения определяется из условия одновременного равенства нулю уравнений (3b) и (3c) и в зависимости от значения  $\varphi_h$  изменяется от  $\sim 2.2H_1$  до  $6H_1$ .

Восприимчивость пленки к внешним полям  $h_\varphi$  и  $\varphi_\vartheta$ , приложенным в плоскости пленки и вдоль нормали к пленке соответственно, будет

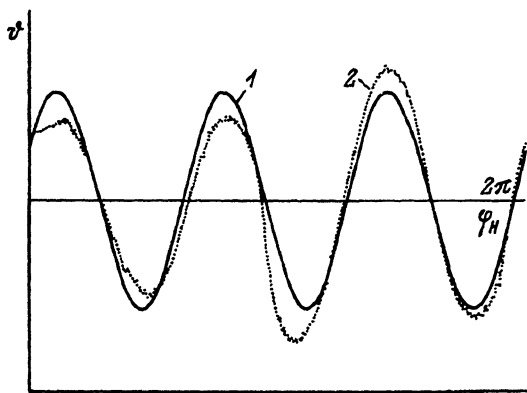


Рис. 2. Зависимость  $\vartheta$  угла выхода из плоскости вектора  $\mathbf{M}$  от  $\varphi_H$  азимутального угла внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$ .

1 — расчет по уравнениям (3), 2 — эксперимент [3] (угол  $\vartheta$  приведен в относительных единицах).

определяться вторыми производными плотности энергии (1) следующим образом:

$$\chi_{\vartheta\vartheta} = \frac{\partial M_{\vartheta}}{\partial h_{\vartheta}} = M^2 \frac{\partial^2 W / \partial \vartheta^2}{\Delta},$$

$$\chi_{\varphi\varphi} = \frac{\partial M_{\varphi}}{\partial h_{\varphi}} = M^2 \frac{\partial^2 W / \partial \varphi^2}{\Delta},$$

$$\chi_{\vartheta\varphi} = \chi_{\varphi\vartheta} = \frac{\partial M_{\vartheta}}{\partial h_{\varphi}} = M^2 \frac{\partial^2 W / \partial \varphi \partial \vartheta}{\Delta}, \quad (5)$$

где

$$\Delta = (\partial^2 W / \partial \vartheta^2) (\partial^2 W / \partial \varphi^2) - (\partial^2 W / \partial \vartheta \partial \varphi)^2.$$

Аналитическое решение уравнения (3а) при  $H > 6H_1$  можно получить для  $\varphi_H = n\pi/6$ . В частности, при  $\varphi_H = 0$

$$\chi_{\vartheta\vartheta} = 1/4\pi, \quad \chi_{\varphi\varphi} = M/(H - 6H_1), \quad \chi_{\vartheta\varphi} = \chi_{\varphi\vartheta} = 0, \quad (6)$$

при  $\varphi_H = \pi/2$

$$\chi_{\vartheta\vartheta} = \frac{MH + (K_2/6) - 12MH_1}{4\pi M(H + 6H_1)},$$

$$\chi_{\varphi\varphi} = M/(H + 6H_1),$$

$$\chi_{\vartheta\varphi} = \chi_{\varphi\vartheta} = -\frac{\sqrt{2}[K_1 + (K_2/6)]}{4\pi M(H + 6H_1)}. \quad (7)$$

Нетрудно видеть, что при  $H_1 \rightarrow 0$  величина поля насыщения стремится к нулю, а восприимчивость к обеим компонентам магнитного поля резко возрастает.

Условие  $H_1=0$ , т. е.  $K_2/3 = (K_1 + K_2/6)^2 / 2\pi M^2$  выполняется, например, при  $K_2 \simeq 1000 \text{ erg/cm}^3$  для пленок редкоземельных феррит-гранатов с характерными параметрами  $4\pi M = 1750 \text{ Oe}$ ,  $K_1 = -6400 \text{ erg/cm}^3$ . Таких величин  $K_2$  можно достичь замещением редкоземельных элементов [4].

Таким образом, для пленок из магнитных материалов, обладающих кубической кристаллической структурой при ориентации (111), величина поля насыщения может обращаться в нуль при ненулевых константах кубической анизотропии. При этом резкое возрастание восприимчивости дает возможность, изменяя ориентацию вектора намагниченности, определять все три компоненты внешнего магнитного поля путем измерения углов  $\vartheta$  и  $\varphi$ .

#### Список литературы

- [1] Shimizu O., Nakanishi K., Yoshida S. // IEEE Trans. J. on Magn. Japan. 1991. V. 6. N 1. P. 66-68.
- [2] Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 8. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
- [3] Vetoshko P.M., Volkovoy V.B., Zalagin V.N., Toporov A.Y. // J. Appl. Phys. 1991. V. 70. N 10. P. 6298-6300.
- [4] Hansen P. // Phys. Rev. B. 1971. V. 3. P. 862-870.

Московский институт радиотехники,  
электроники и автоматики

Поступило в Редакцию  
31 марта 1994 г.