

УДК 548:537.611.46

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ ТОНКИХ ПЛЕНОК ИЗ ИЗМЕРЕНИЙ ВРАЩАЮЩЕГО МОМЕНТА

© 2019 г. Х. О. Уринов¹, А. Н. Салахитдинов¹*, Х. Б. Мирзокулов¹

¹Самаркандский филиал Ташкентского университета информационных технологий имени Мухаммада ал-Хоразми, Самарканд, Узбекистан

*E-mail: a-salakhitdinov@yandex.ru

Поступила в редакцию 07.09.2018 г.

После доработки 31.01.2019 г.

Принята к публикации 27.03.2019 г.

Для определения намагниченности разнообразных типов магнитных структур тонких пленок из измерения вращающего момента можно определять намагниченность пленки при разных значениях напряженности магнитного поля и, таким образом, контролировать выполнение условия однородного вращения.

DOI: 10.1134/S036767651907041X

В работах [1–3] показана возможность определения намагниченности магнитного поля, когда угол между направлением магнитного поля и плоскостью пленки составляет 45° , однако в линейной зависимости конечных выражений не учтен вклад во вращающий момент констант магнитной кристаллографической анизотропии.

Предлагаемая методика определения намагниченности пленок из измерений вращающих моментов, устраняет указанные выше недостатки.

В настоящее время для определения намагниченности пленок чаще всего используют методику, основанную на измерении зависимости вращающего момента пленки от напряженности магнитного поля, когда управление магнитного поля составляет с плоскостью пленки малый угол [4]. Конечные выражения для определения намагниченности и константы перпендикулярной анизотропии K'_\perp имеет вид:

$$\Psi H/L = 1/MV + H/2K'_\perp V, \quad (1)$$

где Ψ – угол между направлением магнитного поля и плоскостью пленки, $K'_\perp = 2\pi M^2 + K_u$ (K_u – константа наведенной магнитной анизотропии); $\vec{L} = V[\vec{M} \times \vec{H}]$ – вращающий механический момент, действующий на нить со стороны образца, подвешенного на нити в магнитном поле \vec{H} ; V – магнитный объем образца.

Выражение (1) представляет собой линейную зависимость экспериментально измеренной кривой $\Psi \frac{H}{L}$ от величины магнитного поля. Строя

график этой зависимости и экстраполируя к $H = 0$, получим по оси ординат

$$\left(\frac{\Psi H}{L}\right)_{H=0} = \frac{1}{MV} \quad (2)$$

и по тангенсу угла наклона экстраполированной прямой $\frac{\Psi H}{L}$ определяем $2K'_\perp V$. Эта методика хорошо зарекомендовала себя для исследования свойств монокристаллических пленок ферромагнитных металлов и сплавов, однако она не пригодна для изучения свойств пленок слабомагнитных веществ – слабых ферромагнетиков, кристаллов с треугольной или геликоидальной магнитными структурами и др.

Рассмотрим магнитную часть плотности свободной энергии пленки кубического кристалла во внешнем магнитном поле напряженностью H :

$$E = E_1 + E_2 + E_3 + E_4, \quad (2)$$

где $E_1 = 2\pi M^2 L_3^2$ – плотность энергии анизотропии формы пленки; $E_2 = K_u L_3^2$ – плотность энергии наведенной магнитной анизотропии; $E_3 = K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2)$ – плотность энергии магнитной кристаллографической анизотропии; $E_4 = -(\vec{M}\vec{H})$ – плотность энергии взаимодействия намагниченности с внешним магнитным полем; α_i – направляющие косинусы вектора намагниченности относительно главных осей кристалла; K_u – константа наведенной магнитной анизотропии; K_1 – первая константа магнитной

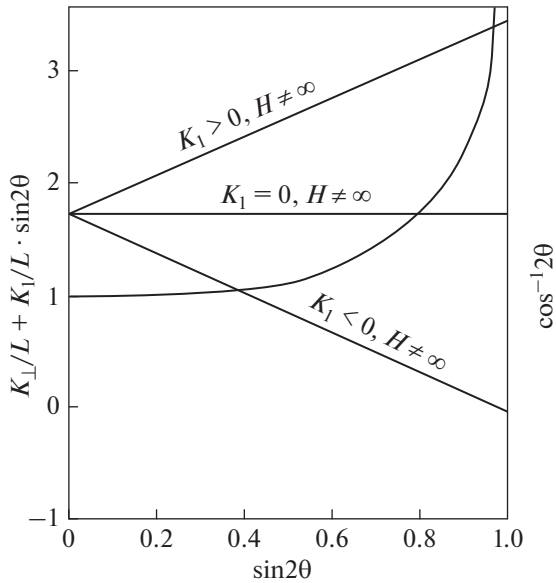


Рис. 1. Номограмма.

кристаллографической анизотропии; M – намагниченность пленки.

Если одна из главных осей кристалла (001) совпадает с нормально к плоскости пленки, то выражение (2) может быть приведено к виду

$$E = K_{\perp} \sin^2(\psi - \theta) + K_1 \sin^2(\psi - \theta) \times \cos^2(\psi - \theta) - MHV \cos \theta, \quad (3)$$

где $K_1 = 2\pi M^2 - K_u$, θ – угол отставания вектора намагниченности от направления магнитного поля.

$$K_{\perp} \sin 2(\psi - \theta) + \frac{1}{2} K_1 \sin 4(\psi - \theta) - MHV \sin \theta = 0. \quad (4)$$

Поскольку, по определению,

$$L = MHV \sin \theta, \quad (5)$$

то можно показать,

$$L = K_{\perp} \sin 2(\psi - \theta) + \frac{1}{2} K_1 \sin 4(\psi - \theta). \quad (6)$$

Рассмотрим случай, когда направление магнитного поля образует угол с плоскостью пленки $\theta = 45^\circ$:

$$\cos 2\theta = \frac{K_{\perp}}{L} + \frac{K_1}{L \sin 2\theta} \quad (7)$$

или

$$L = K_{\perp} \cos 2\theta + \frac{1}{2} K_1 \sin 4\theta. \quad (8)$$

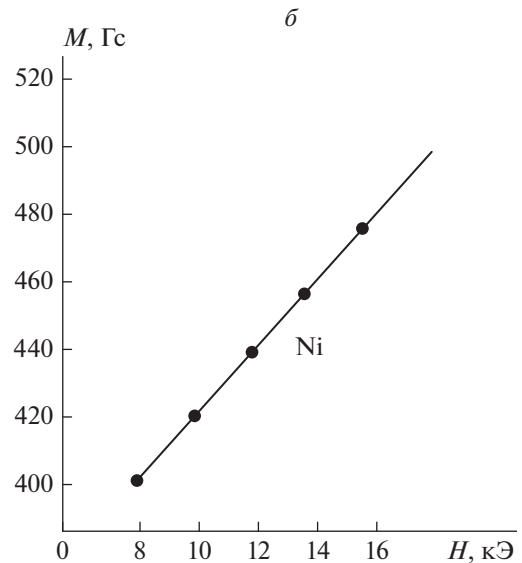
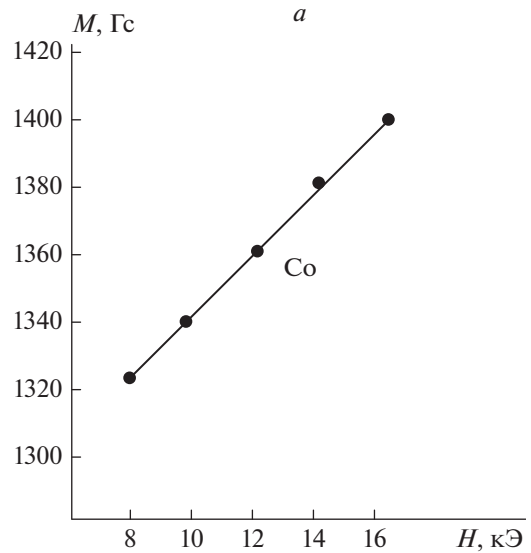


Рис. 2. Измерения намагниченности насыщенных монокристаллических пленок (а) Co и (б) Ni.

Величины $\cos^{-1} 2\theta$ и $\sin 2\theta$ при фиксированном L , K_{\perp} и K_1 связаны линейной зависимостью. Пересечение этой прямой с кривой $\cos^{-1} 2\theta = \frac{I}{\sqrt{1 - \sin^2 2\theta}}$ однозначно определяет угол отставания вектора намагниченности от направления поля, а следовательно, и M согласно (5). Реализация изложенной методики иллюстрируется номограммой на рис. 1.

Эксперимент проводится следующим образом. Традиционным способом с помощью разложения вращающего момента в ряд Фурье находят константы магнитной анизотропии K_1 и K_{\perp} . Далее при фиксированном угле $\psi = 45^\circ$ измеряют

ся вращающий момент и по номограмме строится зависимость (8), по пересечению которой с кривой $\cos^{-1} 2\theta(\sin 2\theta)$ определяется угол θ [5]. Намагниченность пленки находится из выражения (5) по известным и измеренным значениям H и L .

На рис. 2 представлены результаты измерений намагниченности M для монокристаллических пленок кобальта (рис. 2а) и никеля (рис. 2б), нанесенных методом химических транспортных реакций на подложке фтористого лития.

Как видно из рис. 2, в больших полях намагниченность, измеренная по данной методике, хорошо согласуется с соответствующими данными для этих материалов. Это свидетельствует о выполнении условий однородного вращения. Измерение вращающего момента пленок проводили с помо-

щью анизометра в интервале магнитных полей 4–16 кЭ при комнатной температуре.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бабкин Е.В., Уринов Х.О. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 4. С. 689.
2. Бабкин Е.В., Баранов Г.И., Уринов Х.О. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. № 5. С. 10.
3. Бабкин Е.В., Уринов Х.О. Рабочее тело магнитной холодильной машины. Авт. свид. № 1746161 от 8.03.1992.
4. Уринов Х.О. Умидуллаев Ш. // Научный вестник СамГУ. 2004. № 1. С. 40.
5. Уринов Х.О., Эшбеков А.А., Абдусаттаров К., Уринов С.Х. // Сборник трудов научно-практической конференции “Нанотехнологии и возобновляемые источники энергии”. (Карши, 2012). С. 244.