

Геометрическая интерпретация эффективного поля одноосной анизотропии в магнитных пленках

В. И. Козлов

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет,
кафедра общей физики. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.
E-mail: kozlov1937@mail.ru

Статья поступила 27.12.2016, подписана в печать 10.04.2017.

Показано, что обычно используемое эффективное поле одноосной анизотропии (ОА) в тонких магнитных пленках (ТМП), неколлинеарное вектору намагниченности, хотя и объясняет многие физические процессы, происходящие в пленках, но этого недостаточно для более глубокого их объяснения. На основе анализа скачка намагниченности, происходящего в пленках в определенных условиях, введена в рассмотрение компонента эффективного поля ОА, коллинеарная вектору намагниченности. Эта компонента, объясняя и скачок намагниченности, позволяет говорить о полном эффективном поле ОА в ТМП.

Ключевые слова: одноосная анизотропия, тонкие магнитные пленки, эффективное поле, коллинеарная компонента, неколлинеарная компонента.

УДК: 539.22, 535.33. PACS: 75.30.Gw, 76.50.+g.

Введение

Ферромагнитный резонанс (ФМР), благодаря связи параметров наблюдаемого сигнала с характеристиками испытываемых образцов, широко используется для исследования последних. Так, в работе [1] выполнено исследование мартенситного преобразования и магнитной анизотропии в тонких пленках Ni-Mn-Ga на подложке NaCl с ориентацией (001). Возрастание магнитоупругой анизотропии с температурой обнаружено в пленках FeCoTa [2]. В работе [3] исследовано изменение магнитной анизотропии, вызванной электрическим напряжением, с изменением механического напряжения в тонких пленках Ni на гибкой подложке. Во всех этих случаях при выводе резонансного условия анизотропия учитывается путем введения эффективного поля.

В теории магнетизма при рассмотрении физических свойств магнитных материалов нередко вводятся эффективные поля, некоторым образом выражающие эти свойства. В настоящей работе рассматривается одноосная анизотропия (ОА), характеризующаяся наличием одной оси легкого намагничивания. Эффективное поле анизотропии, вводимое из условия равенства нулю вариации свободной энергии пленки и объясняющее плавное вращение вектора намагниченности при действии на пленку внешнего магнитного поля, рассматривается как часть полного эффективного поля анизотропии — его компонента, неколлинеарная вектору намагниченности. Введена в рассмотрение компонента полного эффективного поля анизотропии, коллинеарная вектору намагниченности, которая объясняет скачки вектора намагниченности при перемагничивании пленки.

Для решения задачи о движении вектора намагниченности \mathbf{M} обычно рассматривают уравнение [4]

$$\dot{\mathbf{M}} = -\gamma[\mathbf{M}\mathbf{H}], \quad (1)$$

где \mathbf{H} — общее магнитное поле, под воздействием которого находится вектор \mathbf{M} . В связи с этим возникает возможность описания свойств объекта исследования (таких как анизотропия, магнитострикция и др.) посредством введения эффективных полей.

Эффективное поле анизотропии вводят исходя из условия равенства нулю соответствующей вариации свободной энергии (что означает эквивалентность вращающего момента тому моменту, который представляется как производная свободной энергии по угловой координате намагниченности). При этом действительно получается выражение для эффективного поля, которое создает такой же вращающий момент, какой действует на вектор намагниченности пленки, обладающей одноосной анизотропией, при отсутствии внешнего поля. Вводимое таким образом эффективное поле хорошо описывает квазистатическое поведение вектора намагниченности. Однако, как известно [5], при перемагничивании пленки в ее плоскости под произвольным углом β к оси легкого намагничивания (ОА) даже в рамках модели однородного вращения вектора намагниченности допускаются его скачки — резкие изменения ориентации вектора \mathbf{M} . Вводимое поле не объясняет этих скачков. Это естественно, поскольку оно введено лишь для описания вращающего момента, обеспечивающего равновесные ориентации вектора намагниченности. Это поле следует считать компонентой полного эффективного поля ОА, неколлинеарной вектору намагниченности. Найдем компоненту полного эффективного поля ОА, коллинеарную вектору намагниченности, с помощью которой объясним и скачки вектора намагниченности в процессе перемагничивания пленки, обладающей ОА [6]. Предварительно рассмотрим неколлинеарную компоненту.

1. Неколлинеарная компонента эффективного поля ООА

В случае пленки, имеющей намагниченность \mathbf{M} , одноосную анизотропию ООА (с константой K и ОЛН в плоскости пленки), ее свободная энергия может быть представлена в виде [5]

$$E = K \sin^2 \varphi - MH \cos(\beta - \varphi) + 2\pi M^2 \cos^2 \theta, \quad (2)$$

где θ — угол между вектором \mathbf{M} и нормалью к плоскости пленки, φ — угол между проекцией вектора \mathbf{M} и ОЛН в плоскости пленки, β — угол между внешним полем \mathbf{H} и ОЛН (рис. 1).

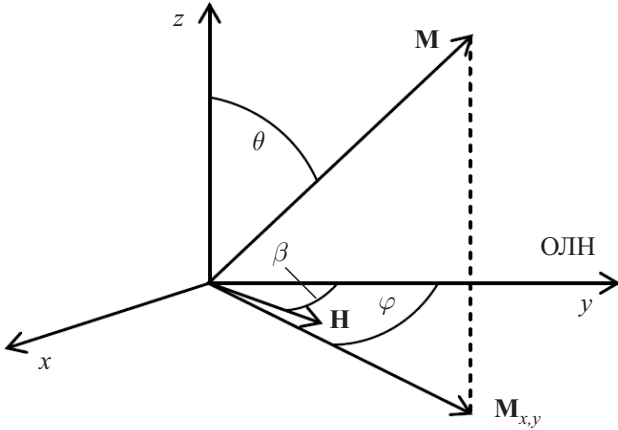


Рис. 1. Ориентация вектора намагниченности \mathbf{M} , внешнего магнитного поля \mathbf{H} относительно пленки, расположенной в плоскости (x, y)

Рассмотрим поведение вектора намагниченности \mathbf{M} без его выхода из плоскости пленки. Для вращающего момента, обусловленного анизотропией с энергией $E_K = K \sin^2 \varphi$, имеем $T = -\partial E_K / \partial \varphi = -K \sin 2\varphi$. Эффективное поле анизотропии, создающее такой вращающий момент, удовлетворяет условию $\mathbf{H}_{K \text{эфф}} = -\partial E_K / \partial \mathbf{M}$, где ориентация поля $\mathbf{H}_{K \text{эфф}}$ задается вектором \mathbf{M} [6]. Видно, что эффективное поле анизотропии может быть найдено таким образом с точностью до составляющей, коллинеарной вектору намагниченности. Это следует также из произвольности выбора направления, вдоль которого вводится эффективное поле анизотропии: важно лишь, чтобы направления для суммарного поля и вектора намагниченности в равновесном состоянии совпадали.

Выразим эффективное поле ООА для направления, составляющего произвольный угол α с ОЛН:

$$\mathbf{H}_{K \text{эфф}} = -\frac{\partial E_K}{\partial \mathbf{M}_\alpha} = H_K \frac{\sin 2\varphi}{2 \sin(\varphi - \alpha)}. \quad (3)$$

Из (3) можно получить некоторые важные частные случаи ($H_K = 2K/M$).

1. $\alpha = 0$ — поле анизотропии направлено вдоль ОЛН, которая совпадает с осью y системы координат (рис. 1). В этом случае $H_K|_y = H_K \cos \varphi$.

2. $\alpha = 90^\circ$ — поле анизотропии направлено вдоль оси трудного намагничивания (ОТН), которая совпадает с осью x . Тогда $H_K|_x = -H_K \sin \varphi$.

3. $\alpha = -\varphi$ — поле анизотропии ориентировано вдоль направления, отклоненного от ОЛН на такой же угол, что и вектор намагниченности \mathbf{M} , но в противоположную сторону. Имеем $H_K|_{-\varphi} = H_K/2$.

4. $\alpha = \varphi - \pi/2$ — поле анизотропии перпендикулярно вектору намагниченности \mathbf{M} . В этом случае $H_K|_{\varphi-\pi/2} = H_K \sin 2\varphi/2$.

Эти примеры (и аналогичные им) приводят к выводу, что при любом угле проекция эффективного поля анизотропии на направление, перпендикулярное направлению вектора \mathbf{M} , остается всегда одинаковой.

Это следует из того, что с самого начала ставилась задача отыскания эффективного поля, создающего такой же вращающий момент, какой действует на вектор намагниченности пленки, обладающей ООА, при отсутствии внешнего поля. И если возможна еще какая-либо компонента поля ООА, помимо вводимой таким образом, то она должна быть коллинеарна вектору намагниченности. Вводимое таким образом эффективное поле (неколлинеарная компонента) хорошо описывает квазистатическое поведение вектора намагниченности. Однако при перемагничивании пленки в ее плоскости под произвольным углом β даже в рамках модели однородного вращения вектора намагниченности допускаются его скачки — резкие изменения ориентации вектора \mathbf{M} . Неколлинеарное поле не объясняет этих скачков. Это естественно, поскольку поле \mathbf{H}_K необходимо лишь для описания вращающего момента, обеспечивающего равновесные ориентации вектора намагниченности.

2. Коллинеарная компонента эффективного поля ООА

Обсудим подробнее вопрос о скачке намагниченности при перемагничивании пленки, обладающей ООА в своей плоскости. Покажем, что его можно объяснить, вводя эффективное поле ООА в более полной форме, чем (3). Равновесные ориентации вектора \mathbf{M} в процессе перемагничивания пленки путем вращения этого вектора описываются соотношением [2]

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_K \frac{\sin 2\varphi}{2 \sin(\beta - \varphi)}. \quad (4)$$

По мере изменения величины внешнего поля \mathbf{H} наступает момент, когда плавное вращение вектора \mathbf{M} прерывается (при этом $\partial^2 E / \partial \varphi^2 = 0$) и ориентация вектора \mathbf{M} изменяется скачкообразно. Поведение вектора \mathbf{M} в процессе перемагничивания иллюстрируется диаграммой Слончевского [5] (рис. 2), на которой ветви астроида являются геометрическим местом точек на плоскости (H_x, H_y) , в которых вторая производная свободной энергии по координате φ обращается в нуль.

Пусть в исходном состоянии внешнее поле \mathbf{H} достаточно велико ($H \gg H_K$). В этом случае вектор \mathbf{M} почти параллелен вектору \mathbf{H} , касаясь на диаграмме,

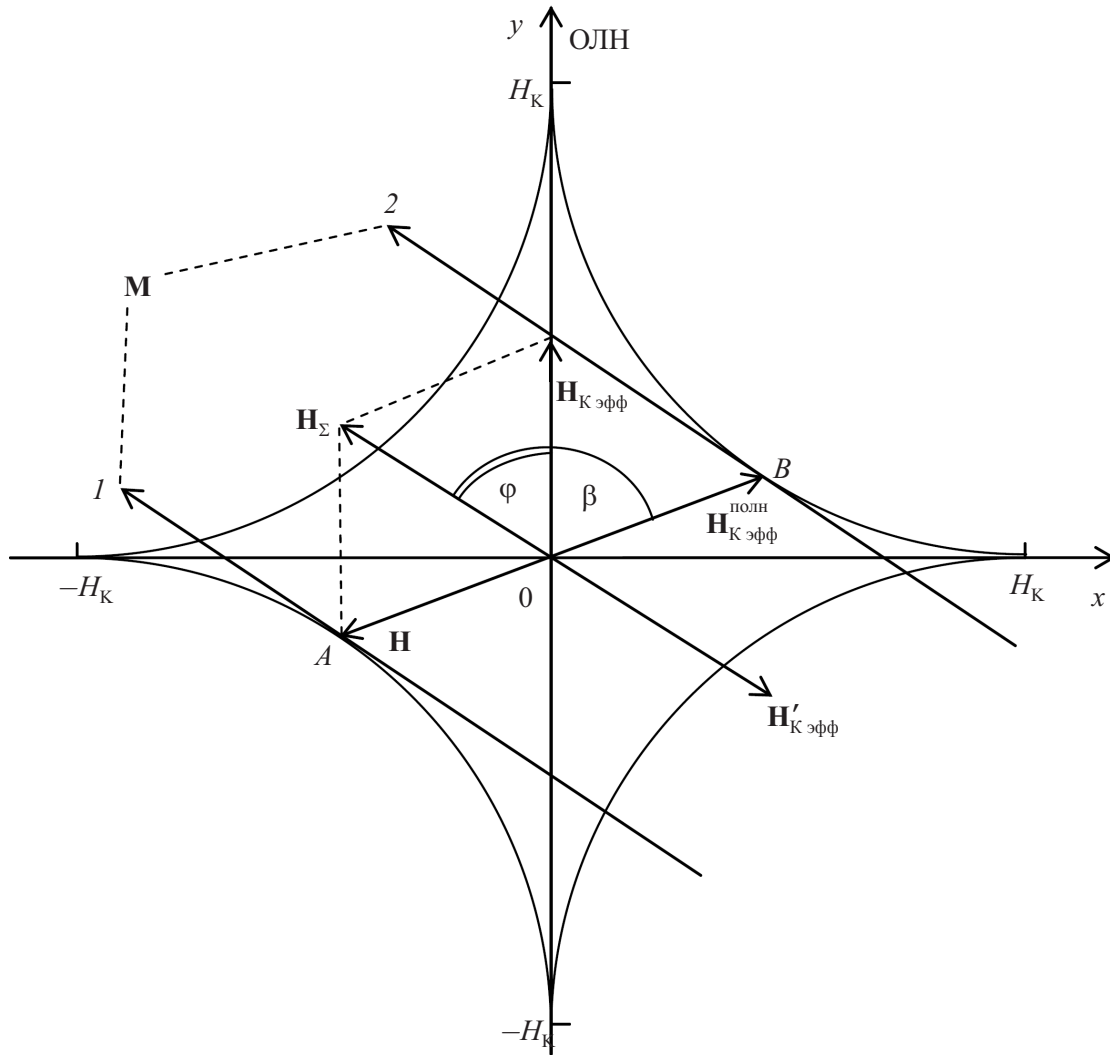


Рис. 2. Взаимное расположение векторов внешнего поля \mathbf{H} , полного эффективного поля ООА $\mathbf{H}_{K\text{эфф}}^{\text{полн}}$ и его компонент $\mathbf{H}_{K\text{эфф}}$ и $\mathbf{H}'_{K\text{эфф}}$, вектора \mathbf{H}_{Σ} (являющегося суммой \mathbf{H} и $\mathbf{H}_{K\text{эфф}}$), а также вектора намагнитченности \mathbf{M} (1 — находимого по правилу Слончевского и 2 — по модифицированному правилу с учетом введения полного эффективного поля анизотропии при $\partial^2 E / \partial \phi^2 = 0$)

согласно правилу Слончевского, одной из ветвей астроида (в рассматриваемом случае — во втором квадранте) и проходя через конец вектора \mathbf{H} . По мере уменьшения величины внешнего поля вектор \mathbf{M} поворачивается в сторону ОЛН и при $\mathbf{H} = 0$ оказывается ориентированным вдоль ОЛН. При увеличении поля \mathbf{H} после смены его знака в точке $\mathbf{H} = 0$ вектор \mathbf{M} поворачивается так, что касается астроида в третьем квадранте. Когда же конец вектора растущего поля \mathbf{H} оказывается на астоиде (точка A), происходит скачкообразное изменение ориентации вектора \mathbf{M} : после скачка он касается астроида в четвертом квадранте.

При векторном описании этого события на первый взгляд непонятно, почему вектор \mathbf{M} так резко меняет свою ориентацию в точке A . Ведь в этой точке внешнее поле \mathbf{H} и эффективное поле анизотропии $\mathbf{H}_{K\text{эфф}}$ (введенное, например, вдоль ОЛН, рис. 2) в сумме дают вектор \mathbf{H}_{Σ} , отличный от нуля, причем, конечно, $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}_{\Sigma}$ и ничто не пред-

вещает скачка. Скачкообразное изменение ориентации вектора \mathbf{M} в точке A станет понятным, если предположить, что здесь имеет место равенство нулю внутреннего поля \mathbf{H}_i , лишь частью которого является поле \mathbf{H}_{Σ} . Чтобы это имело место, необходимо скомпенсировать поле \mathbf{H}_{Σ} . Для этого введем в рассмотрение компоненту эффективного поля анизотропии $\mathbf{H}'_{K\text{эфф}}$, коллинеарную вектору \mathbf{M} (т. е. не находимую через производную свободной энергии) в его равновесной ориентации. Исходя из условия равенства нулю в критической точке полного внутреннего поля

$$\mathbf{H}_i = \mathbf{H}_{\Sigma} + \mathbf{H}'_{K\text{эфф}} \quad (5)$$

нетрудно показать, что

$$\mathbf{H}'_{K\text{эфф}} = H_K \left[\cos 2\varphi - \frac{\sin 2\varphi}{2 \operatorname{tg}(\varphi - \alpha)} \right]. \quad (6)$$

Из этой формулы следует, что, в частности, при $\alpha = 0$, т. е. когда $\mathbf{H}_{K\text{эфф}}$ определяется выражением $H_K|_y = H_K \cos \varphi$, для коллинеарной компоненты

имеем $H'_{K\text{эфф}}|_{\alpha=0} = -H_K \sin^2 \varphi$. Для всех рассмотренных случаев эффективного поля анизотропии выражения для его неколлинеарной и коллинеарной компонент приведены в таблице.

Выражения для коллинеарной $\mathbf{H}_{K\text{эфф}}$ и неколлинеарной $\mathbf{H}'_{K\text{эфф}}$ компонент полного эффективного поля анизотропии для различных ориентаций неколлинеарной компоненты относительно вектора намагниченности \mathbf{M}

α	$H_{K\text{эфф}}$	$H'_{K\text{эфф}}$
0	$H_K \cos \phi$	$-H_K \sin^2 \phi$
$\frac{\pi}{2}$	$-H_K \sin \phi$	$H_K \cos^2 \phi$
$-\phi$	$\frac{H_K}{2}$	$\frac{H_K}{2} \cos 2\phi$
$\varphi - \frac{\pi}{2}$	$\frac{H_K}{2} \sin 2\varphi$	$H_K \cos 2\phi$

Итак, компоненты эффективного поля анизотропии $\mathbf{H}_{K\text{эфф}}$ и $\mathbf{H}'_{K\text{эфф}}$ в сумме дают вектор, который можно назвать полным эффективным полем анизотропии:

$$\mathbf{H}_{K\text{эфф}}^{\text{полн}} = \mathbf{H}_{K\text{эфф}} + \mathbf{H}'_{K\text{эфф}}. \quad (7)$$

Поскольку оно равно по величине внешнему магнитному полю, то конец вектора $\mathbf{H}_{K\text{эфф}}^{\text{полн}}$, как и конец вектора \mathbf{H} , лежит на астроиде. При этом если для вектора внешнего поля это имеет место лишь в критическом состоянии (когда $\partial^2 E / \partial \varphi^2 = 0$), то конец вектора $\mathbf{H}_{K\text{эфф}}^{\text{полн}}$ лежит на астроиде всегда.

Нетрудно показать, что по мере отклонения вектора \mathbf{M} от ОЛН на угол φ вектор $\mathbf{H}_{K\text{эфф}}^{\text{полн}}$ отклоняется от ОЛН на некоторый угол ψ такой, что

$$\text{tg } \psi = -\text{tg}^3 \varphi. \quad (8)$$

При этом компоненты вектора $\mathbf{H}_{K\text{эфф}}^{\text{полн}}$ и его величина описываются выражениями

$$\mathbf{H}_{K\text{эфф}}^{\text{полн}}|_x = -H_K \sin^3 \varphi, \quad (9)$$

$$\mathbf{H}_{K\text{эфф}}^{\text{полн}}|_y = H_K \cos^3 \varphi, \quad (10)$$

$$|\mathbf{H}_{K\text{эфф}}^{\text{полн}}| = H_K \sqrt{\sin^6 \varphi + \cos^6 \varphi}. \quad (11)$$

Теперь астроиде можно придать такой смысл: это кривая, которую описывает конец вектора полного эффективного поля анизотропии при вращении вектора \mathbf{M} . Значит, правило Слончевского можно видоизменить следующим образом: вектор намагниченности \mathbf{M} касается астроида именно в той точке, в которой находится конец вектора полного эффективного поля анизотропии $\mathbf{H}_{K\text{эфф}}^{\text{полн}}$ (точка B на рис. 2).

При описании ФМР, когда магнитный момент совершает прецессионное движение в пространстве, вводят в рассмотрение две компоненты как для эффективного поля, так и для поля анизотропии (в полярных координатах — H_φ и H_θ) [4]. Как ви-

дим, это не единственный вариант. Введенное нами полное эффективное поле анизотропии, складывающееся из двух ортогональных компонент, также позволяет успешно решить задачу учета роли анизотропии в ФМР. Так, если это поле использовать при решении уравнения Ландау–Лифшица, то в случае, например, ориентации поляризуемого поля \mathbf{H} в плоскости пленки получаем известное резонансное условие

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = 4\pi M(H + H_K \cos 2\varphi), \quad (12)$$

справедливое при $H_K \ll H \ll 4\pi M$ (что имеет место, например, для пермалловых пленок).

Отметим, что второй член в правой части соотношения (12) — не что иное, как проекция вектора именно полного эффективного поля ООА $\mathbf{H}_{K\text{эфф}}^{\text{полн}}$ на направление внешнего поля \mathbf{H} .

Введение полного эффективного поля ООА в случае с ОЛН в плоскости пленки, содержащего, кроме компоненты, не коллинеарной вектору намагниченности \mathbf{M} , также и коллинеарную ему компоненту для его равновесной ориентации, позволяет более наглядно описать как процесс перемагничивания пленок путем поворота вектора намагниченности, включая и скачкообразное изменение его ориентации в критических точках, так и условие ФМР.

Заключение

Таким образом, дана геометрическая интерпретация эффективного поля одноосной анизотропии тонких магнитных пленок, основанная на введении в рассмотрение его компоненты, коллинеарной вектору намагниченности в его равновесной ориентации. Эта интерпретация обеспечивает наглядность объяснения скачкообразного изменения ориентации вектора намагниченности в ходе перемагничивания тонких магнитных пленок, происходящего как вращение этого вектора. В рамках такой интерпретации хорошо видна роль эффективного поля анизотропии, формирующего, вместе с внешним полем, условие возникновения ФМР.

Список литературы

1. Aseguinolaza I.R., Golub V., Barandiaran J.M. et al. // Appl. Phys. Lett. 2013. **102**, N 18. P. 182401.
2. Phuoc N.N., Chapon P., Acher O. et al. // J. Appl. Phys. 2013. **114**, N 15. P. 153903.
3. Zighem F., Faurie D., Mercone S. et al. // J. Appl. Phys. 2013. **114**, N 7. P. 73902.
4. Ферромагнитный резонанс / Под ред. С.В. Вонсовского. М., 1961.
5. Тонкие ферромагнитные пленки / Пер. с нем. М.: Мир, 1964.
6. Ландау Л.Г., Лифшиц Е.М. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел // Собр. трудов. Т. 1. С. 128. М.: Наука, 1969.

A geometric interpretation of the effective uniaxial anisotropy field in magnetic films**V. I. Kozlov**

*Department of General Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University.
Moscow 119991, Russia.
E-mail: kozlov1937@mail.ru.*

It is shown that the effective uniaxial anisotropy field that is usually applied in thin magnetic films (TMFs), which is noncollinear to the magnetization vector, is insufficient for deeper understanding of these processes, although it explains many physical processes in films. The analysis of the magnetization discontinuity in films under certain conditions yields the component of the effective uniaxial anisotropy field collinear to the magnetization vector. This component explains the magnetization discontinuity and allows one to speak of the total effective uniaxial anisotropy field in TMFs.

Keywords: uniaxial anisotropy, thin magnetic films, effective field, collinear component, noncollinear component.

PACS: 75.30.Gw, 76.50.+g.

Received 27 December 2016.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2018. **72**, No. 1. Pp. 107–111.

Сведения об авторе

Козлов Владимир Иванович — доктор физ.-мат. наук, доцент; тел.: 8(495)939-14-89, e-mail: kozlov1937@mail.ru.