

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ В ЛЕГКОПЛОСКОСТНЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ В ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕОДНОРОДНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Михерский Р. М., аспирант, Дубинко С. В., к.ф.-м.н., доцент,
Бутрим В. И., к.ф.-м.н., Вишневецкий В. Г. к.т.н., доцент

Для визуализации аналогового сигнала, записанного на магнитный носитель информации, наиболее приемлемыми являются магнитооптические преобразователи на основе ЭПФГ с анизотропной плоскостью легкого намагничивания. Как правило, в этом случае датчиками служат однородно намагниченные в своей плоскости пленки. Под действием нормальной компоненты магнитного поля сигнала записанного на носитель информации, магнитный момент выходит из плоскости пленки. Угол его отклонения, в любой точке плоскости, зависит от величины нормальной компоненты внешнего поля в этой точке. Появление компоненты намагниченности в направлении перпендикулярном плоскости пленки фиксируется с помощью эффекта Фарадея. При этом встает вопрос о том, насколько адекватно распределение намагниченности отображает форму внешнего поля.

В работе [1] рассматривался случай большой плоскостной анизотропии. При этом считалось, что на намагниченность пленки действует лишь плоскостная компонента магнитного поля, т.к. магнитный момент не выходит из плоскости пленки. Для этого случая подробно изучено искажение формы поля в зависимости от его амплитуды, периода и параметров пленки.

В данной работе исследуется частный случай: одна компонента внешнего магнитного поля направлена вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН) в плоскости образца, а другая нормально к плоскости пленки. Качественно описывается зависимость отображения формы магнитного поля намагниченностью от его периода и амплитуды.

Плотность энергии ЭПФГ с анизотропной плоскостью легкого намагничивания XOY , в отсутствие внешнего поля $\vec{H}(x)$, однородно намагниченную вдоль положительного направления оси X , имеет вид:

$$w = \frac{\alpha}{2} (\nabla \vec{M})^2 + \frac{\beta}{2} M_z^2 - \frac{\rho}{2} M_x^2 - \vec{M}\vec{H} - \frac{1}{2} \vec{M}\vec{H}^m, \quad (1)$$

где α – константа обменного взаимодействия, $\beta > 0$ – константа легкоплоскостной анизотропии, $\rho > 0$ – константа одноосной анизотропии в плоскости легкого намагничивания в направлении OX , \vec{H}^m – собственное магнитостатическое поле образца, \vec{M} – намагниченность насыщения, а

$$H_x = H_0 \cos \frac{2\pi x}{d}, \quad H_z = H_0 \sin \frac{2\pi x}{d}, \quad H_y = 0, \quad (2)$$

d – период поля.

Поскольку внешнее поле является функцией одной координаты, распределение вдоль оси Y однородно и $H_y^m = 0$. Кроме того, для толщин пленки $h \ll \sqrt{\alpha}$ неоднородность намагниченности по оси Z значительно меньше, чем по оси X [2] и $\vec{H}^m = -4\pi M_x \vec{e}_x$, а θ и φ – функции только от x .

Уравнения Ландау-Лифшица, минимизирующие (1), имеют решения с $\sin \varphi = 0$. Предполагая рассматривать только такие решения, получим следующие уравнения для угла θ :

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2} + \sin \theta \cos \theta + b \sin \left(\theta \pm \frac{2\pi\eta}{D} \right) = 0, \quad (3)$$

где

$$\eta = \sqrt{\frac{\rho + \beta + 4\pi}{\alpha}} x, \quad D = \sqrt{\frac{\rho + \beta + 4\pi}{\alpha}} d, \quad b = \frac{H_o}{|\vec{M}|(\rho + \beta + 4\pi)},$$

знак “ \pm ” определяется значением $\varphi = 0, \pi$.

При решении уравнения (3) граничные условия выбираются таким образом, чтобы в точке нулевой z компоненты поля намагниченность была направлена вдоль ОЛН в легкой плоскости.

$$\cos \theta(\eta_0) = 0 \quad \text{при} \quad \eta_0 = \frac{D}{4} n, \quad n = \pm 1, 3, \dots \quad (4)$$

Решение уравнения (3) было получено численно методом Рунге-Кутты при этом на начальном этапе расчетов краевая задача сводилась к задаче Коши.

Расчеты показали, что степень искажений внешнего сигнала при фиксированных параметрах пленки зависит как от его амплитуды, так и от периода. На рис. 1 представлено решение, полученное при $b=0.3, D=10$; при этом z -компонента намагниченности $M_z(\eta)/|\vec{M}| = \cos \theta(\eta)$ практически повторяет форму z -компоненты внешнего поля, т.е. имеет вид

$$\cos \theta(\eta) \approx E \cos \frac{2\pi\eta}{D}, \quad (5)$$

причем амплитуда решения $E = \cos \theta(0)$ зависит от амплитуды внешнего поля и его периода.

На рис. 2 приведены логарифмы отношения первых пяти членов разложения z -компоненты намагниченности в ряд Фурье по косинусам к первому члену для случаев: 1 – $b=0.3, D=10$, при этом первый член разложения $q_1=0.216$; 2 – $b=0.5, D=10$, при этом $q_1=0.364$ и 3 – $c=0.3, b=0.3, D=20$, при этом $q_1=0.28$.

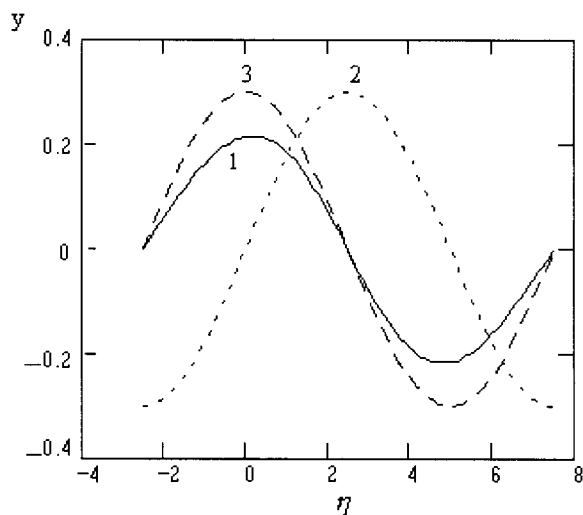


Рис. 1. Зависимость z-компоненты намагниченности от внешнего магнитного поля при $b=0.3$, $D=10$: 1 – $y = \cos \theta(\eta)$; 2 – $y = b \sin \frac{2\pi\eta}{D}$; 3 – $y = b \cos \frac{2\pi\eta}{D}$

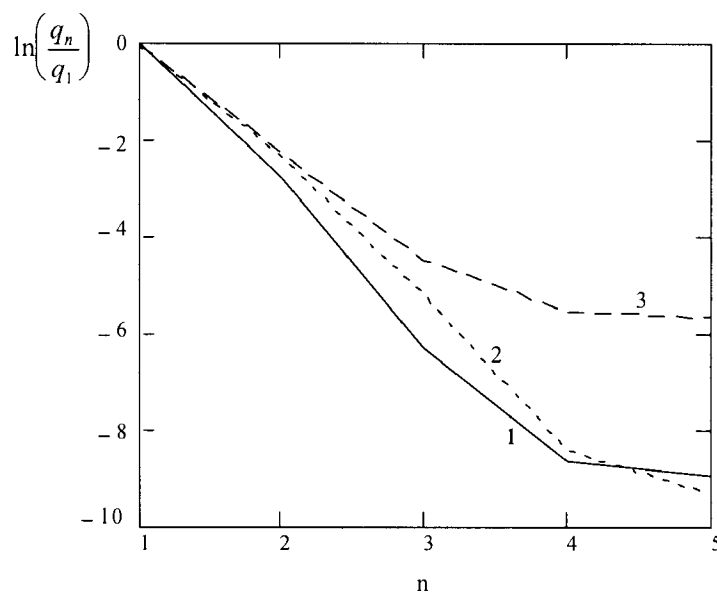


Рис. 2. Логарифмы отношения первых пяти членов разложения z-компоненты намагниченности в ряд Фурье по косинусам к первому члену для случаев: 1 – $b=0.3$, $D=10$; 2 – $b=0.5$, $D=10$ и 3 – $b=0.3$, $D=20$

Как видно из представленных зависимостей, при фиксированном приведенном периоде, увеличение компонент безразмерной амплитуды поля, так же, как при фиксированных компонентах безразмерной амплитуды поля увеличение приведенного периода приводит, во-первых, к росту угла выхода намагниченности из плоскости пленки, а во-вторых, к усилению искажения сигнала. Таким образом, верхний предел отображаемых амплитуд и периодов определяется степенью искажения сигнала, а нижний – невозможностью визуализировать с помощью эффекта Фарадея малый выход из плоскости вектора намагниченности. В связи с этим, при решении конкретной задачи визуализации аналогового сигнала необходимо выбирать такие параметры пленки, чтобы выход магнитного момента из ее плоскости был наблюдаем с помощью эффекта Фарадея при минимальном искажении сигнала.

Литература

1. Бутрим В.И., Михерский Р.М., Вишневский В.Г., Дубинко С.В. Структура намагниченности легкоплоскостных ферромагнетиков в неоднородных магнитных полях. // Ученые записки Симферопольского государственного университета. – 1998. – №7(46). – С. 122-124.
2. Тарасенко В.В., Ченский Е.В., Дикштейн И.Е. Теория неоднородных магнитных состояний в окрестности фазовых переходов второго рода. // ЖЭТФ. – 1976. – Т. 70, № 6. – С. 2178-2188.