

СТАТИЧЕСКОЕ ГАРМОНИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В МАГНИТОАНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ

Михерский Р. М., аспирант,

Дубинко С. В., кандидат физико-математических наук, доцент

Возможность наблюдения поведения магнитоанизотропной среды под действием пространственно-неоднородных магнитных полей с помощью эффекта Фарадея обусловило широкое применение эпитаксиальных пленок феррит-гранатов (ЭПФГ) в качестве магнитооптических преобразователей. В настоящее время наиболее часто используются преобразователи на основе ЭПФГ с перпендикулярной анизотропией. Динамический диапазон отображаемого этими пленками сигнала составляет порядка 35 дБ. Пространственное разрешение от 2 до 40 мкм. Как правило, данные ЭПФГ обладают собственной доменной структурой (ДС) типа лабиринтной. В случае приведения в контакт ЭПФГ с магнитным носителем, ДС пленки перестраивается, воспроизводя пространственно-неоднородное поле сигнала, записанное на этот носитель.

В данной работе ставилась задача рассчитать диапазон пространственных периодов отображаемых ЭПФГ с перпендикулярной анизотропией в системе пленка – носитель с гармоническим пространственным распределением намагниченности при произвольно заданных параметрах этой системы.

Рассмотрим структуру, состоящую из ЭПФГ толщиной h и магнитного носителя с толщиной рабочего слоя h_t (намагниченностью M_t), разделенных воздушным зазором толщиной h_v . Изучим случай, когда вектор M_t , зависящий от x как $M_t(x) = z \cdot M_{t0} \cdot \cos(2 \cdot \pi \cdot x / d_t)$, параллелен оси z . Согласно [1], энергия этой структуры определяется выражением:

$$W = \frac{4 \cdot \pi \cdot M_0^2}{h + h_v + h_t} \cdot \left(2 \cdot \lambda \cdot \frac{h}{d} + h \cdot \frac{\mu^2}{2} + \frac{2 \cdot d}{\pi^3} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^3} \cdot (1 - \exp(-2 \cdot \pi \cdot h \cdot n / d)) \right) \times$$

$$\times \sin^2(\pi \cdot n \cdot (1 + \mu) / 2) - \frac{v \cdot d_t}{\pi^3 \cdot m} \cdot (1 - \exp(-2 \cdot \pi \cdot h / d_t)) \cdot (1 - \exp(-2 \cdot \pi \cdot h_t / d_t)) \times$$

$$\times \cos(2 \cdot \pi \cdot x_0 / d_t) \cdot \sin(\pi \cdot m \cdot (1 + \mu) / 2) \cdot \Delta_{d,md}, \quad (1)$$

$$\text{где } v = \frac{\pi \cdot M_{t0}}{4 \cdot M_0} \cdot \exp\left(-\frac{2 \cdot \pi \cdot h_v}{d_t}\right), \quad \mu = \frac{d_+ - d_-}{d}, \quad \lambda = \frac{\sigma}{4 \cdot \pi \cdot M_0^2}, \quad m = 1, 3, 5, \dots$$

$\Delta_{i,k}$ – символ Кронекера; d_+ – ширина домена с намагниченностью совпадающей по направлению с внешним полем; d_- – ширина домена, магнитный момент, которого направлен против внешнего поля; x_0 – расстояние от центра домена d_+ до ближайшей точки, в которой значение поля,

параллельного намагниченности домена d_+ , максимально; d – период доменов; d_i – период сигнала, записанного на магнитный носитель; M_0 – намагниченность насыщения; σ – плотность энергии доменных стенок; λ – характеристическая длина.

Данное взаимодействие характеризуется той особенностью, что период d может либо равняться периоду собственной доменной структуры d_0 , либо быть кратным величине d_i (т.е. $d = m \cdot d_i$, где m – целое нечетное число). Чтобы определить, какой из этих случаев реализуется, необходимо минимизировать выражение (1) по переменным μ , x_0 , d . Так как величина d дискретна, минимизация по этой переменной сводится к сравнению энергий $W(d = m \cdot d_i)$ между собой и с энергией $W(d = d_0)$.

Эта задача была решена аналитически [1] для двух предельных случаев: $\pi \cdot \lambda > h$ и $\pi \cdot \lambda \ll h$. В настоящей работе численными методами ищется решение данной задачи при произвольных начальных параметрах ЭПФГ. Для определения искомого диапазона визуализируемых частот проведено численное моделирование магнитостатических взаимодействий в системе ЭПФГ – магнитный носитель. Расчеты проводились следующим образом: фиксировалось значение пяти параметров из шести ($M_0 = 20000$ А/м; $M_{i0} = 40000$ А/м; $\sigma = 0,21$ мДж / м²; $h = 3$ мкм; $h_i = 3$ мкм; $h_v = 0,5$ мкм), а оставшийся параметр изменялся. На рис. 1 представлена зависимость нижней d_{\min} и верхней d_{\max} границы диапазона визуализируемых периодов сигнала, а также периода собственной доменной структуры от плотности энергии доменной границы. Из этого рисунка видно, что увеличение энергии доменной границы приводит к увеличению как верхней, так и нижней границ этого диапазона, равно как и к его расширению. При этом величина d_0 также увеличивается. На рис. 2 показана зависимость d_{\min} , d_{\max} и d_0 от намагниченности насыщения ЭПФГ. Как видно из этого рисунка, рост намагниченности пленки ведет к уменьшению границ и сужению диапазона отображаемых периодов. Период d_0 в этом случае уменьшается. На рис. 3 приведена зависимость d_{\min} , d_{\max} и d_0 от толщины ЭПФГ. Как показано на этом графике, при изменении толщины пленки от 4 до 11 мкм величина d_{\max} меняется очень мало, в пределах от 30 мкм, при толщине пленки 4 и 11 мкм, до 28,5 мкм при $h = 6,5$ мкм. Начиная с 3,5 мкм, уменьшение толщины пленки приводит к резкому возрастанию d_{\max} . В то же время, уменьшение h до 0,8 мкм вызывает понижение, а от 0,8

до 0,4 мкм увеличение d_{\min} . На рис. 4 изображена зависимость d_{\min} и d_{\max} от толщины воздушного зазора между магнитным носителем и ЭПФГ. Рост воздушного зазора вызывает увеличение d_{\min} , уменьшение d_{\max} и, соответственно, сужение диапазона отображаемых периодов. Наиболее резко это сужение заметно при величине h_v порядка 3 мкм. На рис. 5 представлена зависимость d_{\min} и d_{\max} от толщины рабочего слоя магнитного носителя h_t . Как видно из этого рисунка, d_{\min} практически не зависит от толщины рабочего слоя носителя. В то же время, d_{\max} увеличивается с ростом h_t по линейному закону. На рис. 6 приведена зависимость d_{\min} и d_{\max} от M_{t0} . Рост M_{t0} приводит к уменьшению d_{\min} , увеличению d_{\max} , а значит и к расширению диапазона отображаемых периодов сигнала.

На основании приведенных зависимостей можно сделать вывод, что отношение d_{\max}/d_0 больше (иногда на порядок), чем отношение d_0/d_{\min} . Это означает, что ЭПФГ предпочтительно отображают более широкий диапазон сигналов, период которых превышает период собственной ДС, и меньший диапазон тех сигналов, период которых меньше периода собственной ДС.

Результаты этих расчетов могут быть использованы с целью оптимизации параметров ЭПФГ при разработке магнитооптических преобразователей для визуализации широкополосных сигналограмм.

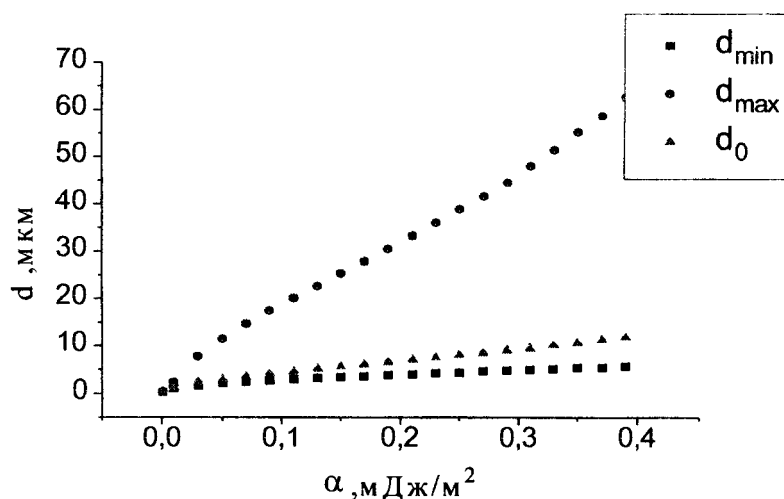


Рис. 1. Зависимость d_{\min} , d_{\max} и d_0 от плотности энергии доменной границы

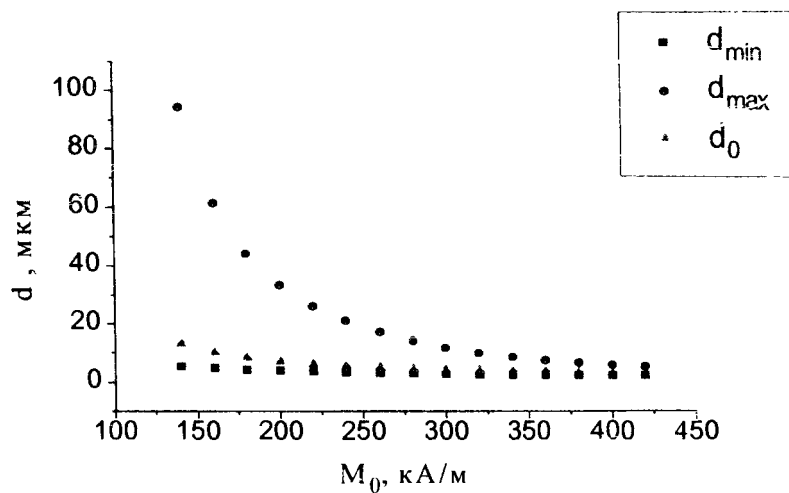


Рис. 2. Зависимость d_{min} , d_{max} и d_0 от намагниченности насыщения ЭПФГ

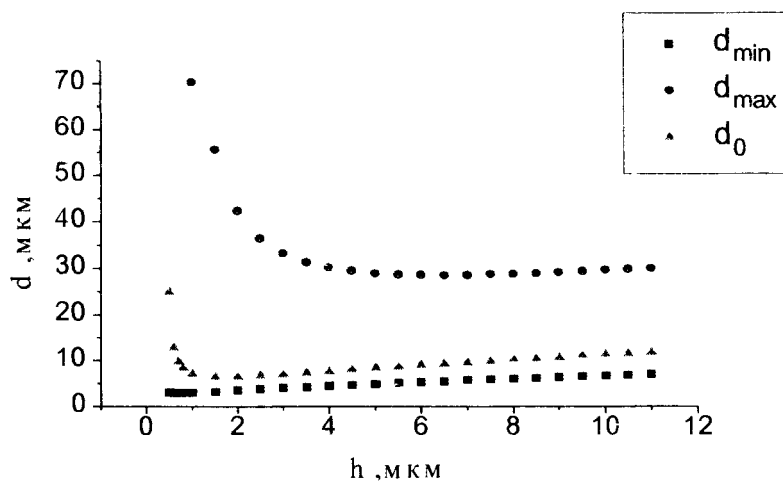


Рис. 3. Зависимость d_{min} , d_{max} и d_0 от толщины ЭПФГ

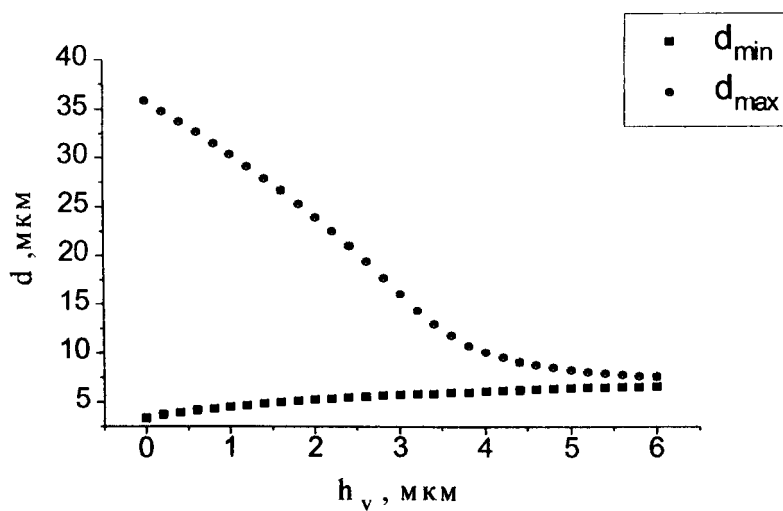


Рис. 4. Зависимость d_{min} и d_{max} от толщины воздушного зазора между магнитным носителем и ЭПФГ

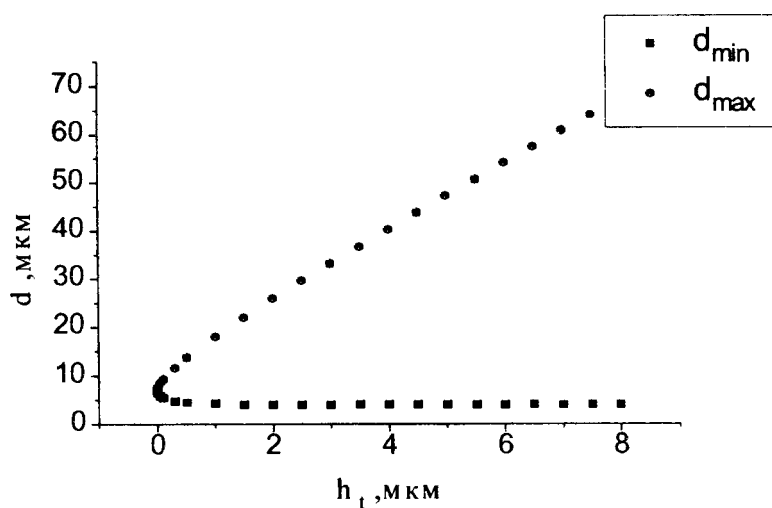


Рис.5. Зависимость d_{\min} и d_{\max} от толщины рабочего слоя магнитного носителя h_t .

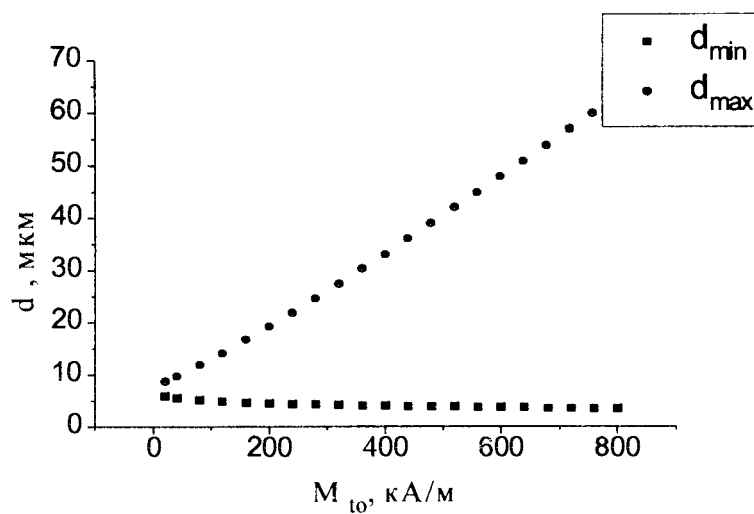


Рис. 6. Зависимость d_{\min} и d_{\max} от M_{t0} .

Литература.

1. Герус С. В., Лисовский Ф. В., Мансветова Е. Г. Доменная структура одноосных магнитных пленок в магнитных полях с пространственной периодичностью.- Микроэлектроника. - 1981. - Т. 10, вып. 6. - С. 506-515.