

МОДЕЛЬ ОСНОВНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ В МАГНИТНОМ НАНОДИСКЕ

В.С. Семенов

Институт проблем управления им. В.А. Трапезникова РАН

Россия, 117997, Москва, Профсоюзная ул., 65

E-mail: vsemsem@ipu.ru

Ключевые слова: магнитный нанодиск, намагниченность, ядро вихря.

Аннотация: В данной работе рассмотрена модель распределения намагниченности в магнитном нанодиске. Эта модель представляет две области: внешнюю и внутреннюю. Во внешней области магнитного нанодиска изменение намагниченности происходит в плоскости нанодиска, а во внутренней области вектор намагниченности выворачивается перпендикулярно плоскости диска, образуя ядро вихря. Равновесное состояние данной конфигурации намагниченности определяется минимумом суммы обменной энергии и магнитостатической энергии. Определена зависимость между толщиной и диаметром ядра вихря.

1. Введение

Уменьшение ферромагнитного объекта до субмикронного размера приводит к формированию устойчивых магнитных конфигураций. Наиболее интересным из них является вихревая конфигурация намагниченности в магнитном нанодиске. Магнитный нанодиск - это ферромагнитный объект круглой формы, в котором во внешней области изменение намагниченности происходит в плоскости пленки вокруг внутренней области. Во внутренней нанодиска намагниченность выворачивается перпендикулярно его плоскости, образуя ядро вихря. Вихрь характеризуется топологическими зарядами двух типов: направлением вращения намагниченности (по-/против часовой стрелке) и полярностью - направлением намагниченности в ядре вихря относительно плоскости (вверх/вниз). Эти параметры независимы, поэтому магнитный вихрь может принимать четыре устойчивых состояния. При этом состояния вихря с разным направлением намагниченности или с различной полярностью являются энергетически тождественными. Магнитные нанодиски могут быть использованы для создания магниторезистивной памяти, которая обладает высокой скоростью чтения-записи и является энергонезависимой [1, 2]. Другим применением субмикронных наноструктур является магнитная логика [3]. Перспективы практического использования наноструктур связаны с возможностью управления их свойствами путем изменения формы, размеров, а также расстояния между ними. Цель настоящей работы - на основе предложенной модели распределения намагниченности в магнитном нанодиске

установление связи между толщиной и диаметром нанодиска.

2. Модель вихревого распределения намагниченности в магнитном нанодиске

Для построения модели распределения намагниченности в магнитном нанодиске полагаем, что данное распределение состоит из двух областей: внешней и внутренней (рис. 1).

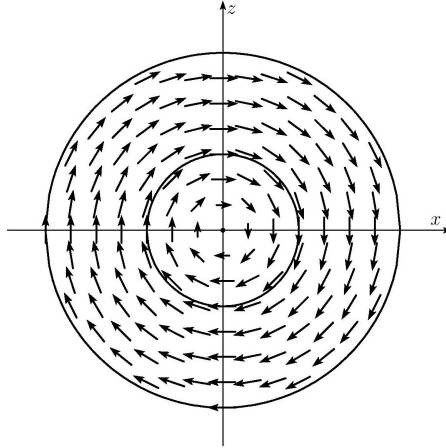


Рис. 1. Вихревое распределение намагниченности в магнитном нанодиске

Во внешней области

$$(1) \quad r_0^2 \leq x^2 + z^2 \leq R_0^2$$

намагниченность вращается только в плоскости пленки, так что изменение направляющих косинусов $m_x(x, z)$, $m_y(x, z)$, $m_z(x, z)$ вектора намагниченности $\vec{M} = M_S (m_x(x, z)\vec{i} + m_y(x, z)\vec{j} + m_z(x, z)\vec{k})$ запишем следующим образом:

$$(2a) \quad m_x(x, z) = \sin \varphi(x, z) = \frac{z}{\sqrt{x^2 + z^2}},$$

$$(2b) \quad m_y(x, z) = 0,$$

$$(2c) \quad m_z(x, z) = \cos \varphi(x, z) = \frac{x}{\sqrt{x^2 + z^2}}.$$

Во внутренней области

$$(3) \quad 0 \leq x^2 + z^2 \leq r_0^2$$

появляется составляющая намагниченности $m_y(x, z)$, выходящая из плоскости пленки, и при этом направляющие косинусы намагниченности имеют следующий вид:

$$(4a) \quad m_x(x, z) = \sin \varphi(x, z) \sin \theta(x, z),$$

$$(4b) \quad m_y(x, z) = \cos \theta(x, z),$$

$$(4c) \quad m_z(x, z) = \cos \varphi(x, z) \sin \theta(x, z),$$

$$(4d) \quad \theta(x, z) = \frac{\pi}{2} \frac{\sqrt{x^2 + z^2}}{r_0},$$

где $\theta(x, z)$ - угол, характеризующий выход намагниченности из плоскости пленки.

3. Составляющие полной энергии

Распределение намагниченности в нанодиске определяется обменной энергией и магнитостатической энергией.

3.1. Обменная энергия

С использованием углов $\varphi(x, z)$ и $\theta(x, z)$ выражение для обменной энергии принимает следующий вид:

$$(5) \quad W_A = A \delta \int dx \int dz \left(\left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 + \left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 + \sin^2 \theta \left[\left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2 + \left(\frac{d\varphi}{dz} \right)^2 \right] \right),$$

где A - обменная константа, δ - толщина нанодиска.

Обменная энергия W_{A1} для внешней области (3) определяется следующим образом:

$$(6) \quad W_{A1} = 2 \pi A \delta \ln \frac{R_0}{r_0}.$$

Обменная энергия для внутренней области (1)

$$(7) \quad W_{A2} = A \delta \left(\frac{\pi}{2} \right)^2 + 2 \pi A \delta \int_0^{r_0} \sin^2 \left(\frac{\pi r}{2 r_0} \right) \frac{dr}{r} = \pi A \delta F_A.$$

Учитывая, что $\pi F_A = 16.10$ в (6) имеет постоянное значение, обменная энергия во внутренней области магнитного нанодиска (3) не зависит от радиуса внутренней области магнитного нанодиска и определяется следующим выражением:

$$(8) \quad W_{A2} = 16.10 A \delta.$$

Полная обменная энергия магнитного нанодиска

$$(9) \quad W_A = W_{A1} + W_{A2} = A \delta \left(2 \pi \ln \frac{R_0}{r_0} + 16.10 \right).$$

Как видно из (9), обменная энергия магнитного нанодиска уменьшается с ростом радиуса внутренней области и при равенстве внешнего и внутреннего радиуса ($R_0 = r_0$) принимает постоянное минимальное значение.

3.2. Магнитостатическая энергия

Объемные магнитные заряды для данного распределения намагниченности в магнитном нанодиске отсутствуют в обеих областях, так как

$$\rho(x, z) = \frac{\partial m_x(x, z)}{\partial x} + \frac{\partial m_z(x, z)}{\partial z} \equiv 0.$$

Магнитостатическая энергия определяется только поверхностными магнитными зарядами в области меньшего радиуса:

$$(10) \quad W_S = M_S^2 \int_{-r_0}^{r_0} dx \int_{-\sqrt{r_0^2-x^2}}^{\sqrt{r_0^2-x^2}} \cos \theta(x, z) dz \int_{-r_0}^{r_0} dx' \int_{-\sqrt{r_0^2-x'^2}}^{\sqrt{r_0^2-x'^2}} \cos \theta(x', z') dz' \times \\ \times \left[\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (z-z')^2}} - \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (z-z')^2 + \delta^2}} \right],$$

M_S - намагниченность насыщения.

Выражение (10) можно представить в следующем виде:

$$(11) \quad W_S = M_S^2 r_0^3 F_S \left(\frac{\delta}{r_0} \right) = M_S^2 \delta^3 \left(\frac{r_0}{\delta} \right)^3 F_S \left(\frac{\delta}{r_0} \right).$$

Магнитостатическая энергия круговой линии Блоха увеличивается с ростом внутреннего радиуса r_0 .

4. Результаты расчета

Полная энергия магнитного нанодиска

$$(12) \quad W = A \delta \left(2\pi \ln \frac{R_0}{r_0} + 16.10 \right) + M_S^2 \delta^3 \left(\frac{r_0}{\delta} \right)^3 F_S \left(\frac{\delta}{r_0} \right).$$

Минимальное значение полной энергии (12) для данной толщины пленки определяет радиус равновесного значения магнитного нанодиска.

На рис. 2 показано изменение равновесного значения внутреннего радиуса магнитного нанодиска в зависимости от толщины пленки. Как видно из результатов расчета, приведенных на рис. 2, с ростом толщины пленки растет радиус вихря намагниченности.

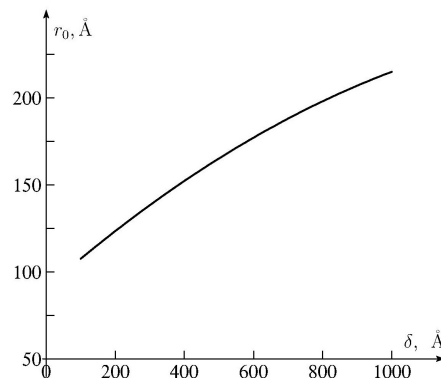


Рис. 2. Изменение радиуса магнитного нанодиска в зависимости от толщины пленки.

5. Заключение

Интерес к исследованию свойств низкоразмерных ферромагнитных структур не ослабевает вследствие многообразия эффектов, наблюдаемых при понижении размерности от двухмерных до нульмерных наноточек. Научные результаты, полученные в этом направлении, лежат в основе создания носителей информации с высокой плотностью записи, новых типов магниторезистивной памяти, высокочувствительных сенсоров магнитного поля и т.д., для которых характерны надёжность, стабильность, малое энергопотребление и высокое быстродействие. Характеристики разрабатываемых устройств зависят от магнитной структуры и её отклика на внешнее воздействие, например, магнитное поле или спиновый ток.

Топологические структуры, такие как магнитные вихри, обладают не только малыми размерами (например, диаметр ядра вихря всего несколько десятков нанометров), но и необходимой стабильностью. Возможность индуцировать переходы между структурами с разным значением направления вихря, разделенными энергетическими барьерами, позволяет создавать новые типы магнитной памяти. Определение условий индуцирования вихревого состояния, разработка способов контроля его параметров и управления им является нетривиальной и актуальной задачей. В вихре магнитный поток замкнут, что позволяет существенно повысить плотность размещения элементов. Но при этом возникает потребность в изучении коллективного поведения массивов наноструктур в магнитном поле, когда индуцируемые магнитные заряды усиливают дипольное взаимодействие.

Список литературы

1. Raabe J., Pulwey R., Sattler R., Schweinbock T., Zweck J., Weiss D. Magnetization pattern of ferromagnetic nanodots // *Journal of Applied Physics*. 2000. Vol. 88. P. 4437.
2. Guslienko K. Y., Lee K.-s., Kim S.-K. Dynamic origin of vortex core switching in soft magnetic nanodots // *Physical Review Letters*. 2008. Vol. 100. P. 027203.
3. Allwood D. A., Xiong G., Faulkner C. C., Atkinson D., Petit D., Cowburn R. P. Magnetic domain-wall logic // *Science*. 2005. Vol. 309. P. 5741.