

УДК 538.221

МИКРОМАГНИТНАЯ СТРУКТУРА НЕСКВОЗНОГО ЦМД

С. А. Шпак, О. Н. Болонин

Численно рассчитана микромагнитная структура несквозного ЦМД (НЦМД), смоделированного в виде полусферы с неелевскими граничными условиями. Показано, что эта структура представляет собой «заряженную» доменную границу (ДГ) «квази-неелевского» типа с блоховской точкой (БТ) в вершине НЦМД. Из анализа предложенной модели следует, что зарождение и коллапс ЦМД начинается с образования БТ.

Как известно, зарождение ЦМД из намагниченного до насыщения образца происходит из зародыша, представляющего собой область магнитной пленки, где вектор намагниченности разориентирован относительно оси легкого намагничивания (ОЛН). При подаче локального импульсного поля смещения из зародыша формируется НЦМД, который при «прорастании» по толщине магнитной пленки (МП) и последующего «прокола» образует обычный ЦМД. Аналогичные превращения происходят и при коллапсе ЦМД, но в обратном порядке. В градиентных и многослойных МП НЦМД могут быть застabilизированы [1-3], что делает их пригодными для применения в запоминающих устройствах. В работах [4-7] дан теоретический расчет области устойчивости НЦМД, однако расхождение экспериментальных и теоретических результатов свидетельствует о более сложной структуре НЦМД и его ДГ, чем та, которую использовали авторы при его моделировании.

1. Исследуется модель единичного НЦМД, имеющего контакт с нижней поверхностью однородной одноосной МП, бесконечной в плоскости xOy с ОЛН вдоль оси z .

Для определения микромагнитной структуры ДГ НЦМД необходимо решить уравнение Ландау—Лифшица в статическом приближении

$$[\mathbf{M} \times \mathbf{H}^{\text{эф}}] = 0, \quad (1)$$

здесь $\mathbf{M} = \hat{\mathbf{M}}/M_s$ и $\mathbf{H}^{\text{эф}} = \hat{\mathbf{H}}^{\text{эф}}/M_s$ — безразмерные вектор намагниченности и эффективное магнитное поле. Безразмерное эффективное магнитное поле представляет собой сумму следующих безразмерных полей: обменного \mathbf{H}_e , анизотропии \mathbf{H}_a , магнитоэлектрического \mathbf{H}_d , внешнего \mathbf{H}_b , т. е.

$$\mathbf{H}^{\text{эф}} = \mathbf{H}_e + \mathbf{H}_a + \mathbf{H}_d + \mathbf{H}_b = (\pi/q) \nabla^2 \mathbf{M} - 4\pi q \mathbf{M}_z + \mathbf{H}_a + \mathbf{H}_b. \quad (2)$$

Здесь $q = K/2\pi M_s^2$ — фактор качества; $\nabla^2 = \lambda^2 \hat{\nabla}^2$ — безразмерный лапласиан; $\lambda = (A/K)^{1/2}/\pi M_s^2$ — характеристическая длина; \mathbf{M}_z — компонента вектора \mathbf{M} , перпендикулярная легкой оси z ; $K = K_0 + 2\pi M_s^2$ — константа одноосной анизотропии ДГ Нееля; A — обменная константа; $\mathbf{H}_b = -kh$ — внешнее поле, где h — просто константа.

2. Исходя из указанной модели, выберем в качестве расчетной области НЦМД область, заключенную между двумя полусферами радиуса R и $(R+W)$, где W — ширина ДГ НЦМД. Величину W считаем равной утроенной ширине ДГ Нееля: $W = 3\delta = 3\pi/2q$. Здесь $\delta = \hat{\delta}/\lambda$ — безразмерная ширина ДГ Нееля, $\hat{\delta} = \pi\lambda/2q = \pi(A/K)^{1/2}$. В дальнейшем будем считать, что размеры НЦМД малы по сравнению с толщиной МП.

Принимая во внимание форму расчетной модели, для определения микромагнитной структуры ДГ НЦМД удобнее использовать сферическую систему координат, а учитывая, что экспериментальные результаты [1-3] указывают на отсутствие вертикальных блоховских линий (ВБЛ) у НЦМД и что МП изотропна в плоскостях, компланарных ее поверхности, можно считать, что микромагнитная структура ДГ НЦМД осесимметрична относительно оси z , проходящей через центр НЦМД, т. е. распределение намагниченности не зависит от угла φ и, следовательно, можно перейти к плоской задаче в полярных координатах $M=M(r, \theta)$.

Разобьем расчетную область при помощи сетки на ячейки (рис. 1) размером $2\Delta r \times 2r_n \Delta \theta$, где значения Δr и $\Delta \theta$ выбираются из условий приблизительного равенства сторон ячейки. Предполагается, что намагниченность внутри каждой ячейки однородна, а на границе происходит ска-

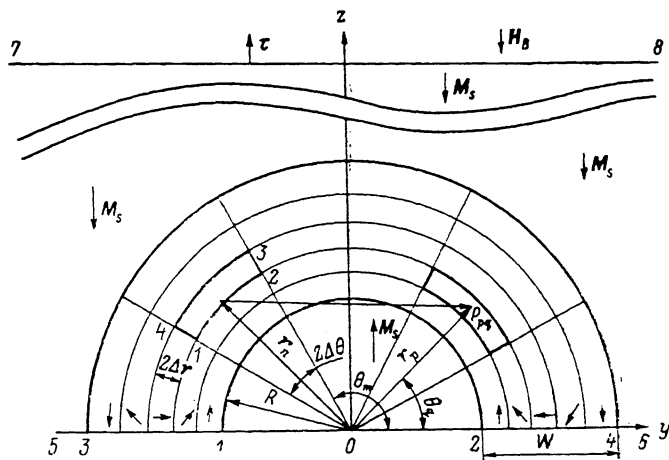


Рис. 1. Расчетная область ДГ НЦМД; Γ_{nm} (1234) — граница ячейки, Γ_0 (12, 35, 46, 78) — граница поверхности МП.

чок намагниченности. Таким образом, вклад в магнитостатическое поле со стороны поверхностных зарядов заменяется вкладами нескомпенсированных линейных зарядов вдоль линии, ограничивающей каждую ячейку.

Для расчетов удобнее представить магнитостатическое поле как

$$H_d = H_{d\Gamma} + H_{d_0}, \quad (3)$$

где $H_{d\Gamma}$ и H_{d_0} — вклады в магнитостатическое поле со стороны магнитных зарядов ДГ и зарядов, расположенных на поверхности ПМ соответственно. Согласно [8], эти вклады в произвольную точку P (рис. 1) можно представить следующим образом:

$$H_{d\Gamma} = \sum_n \sum_m H_{d\Gamma_{nm}} = \sum_n \sum_m \oint_{\Gamma_{nm}} (M\tau)/2r dl, \quad (4)$$

$$H_{d_0} = \oint_{\Gamma_0} (M\tau)/2r dl, \quad (5)$$

где $H_{d\Gamma_{nm}}$ — поле, создаваемое в точке P магнитными зарядами, распределенными на границе ячейки nm .

В уравнении (4) интегрирование происходит по границе ячейки (Γ_{nm}), а в уравнении (5) по границе поверхности МП (Γ_0); τ — единичная внешняя нормаль к границе ячейки и границе поверхности ПМ,

$$r = r_p - r_n = j(y_p - y_n) + k(z_p - z_n).$$

Уравнение (1) с учетом выражений (2)–(5) преобразовывается в следующее уравнение для распределения вектора намагниченности в ДГ МП:

$$T_1 M_{ypp} M_{xpp} + M_{ypp} \left[T_2 \sum_n \sum_m (B_1 M_{ynt} - B_2 M_{xnt}) + T_3 \right] - M_{xpp} \left[T_2 \sum_n \sum_m (C_1 M_{ynt} - C_2 M_{xnt}) + T_4 \right] = 0. \quad (6)$$

Единственность решения уравнения (6) достигается использованием условия постоянства модуля намагниченности для конкретной МП

$$M_{ypp}^2 + M_{xpp}^2 = 1. \quad (7)$$

Коэффициенты $T_1 - T_4$, B_1 , B_2 , C_1 , C_2 зависят от материальных параметров η , M_s , λ и геометрии расчетной области. Выражения для них являются слишком громоздкими и поэтому здесь не приводятся.

3. Система уравнений (6), (7) для неизвестных M_{ypp} и M_{xpp} является нелинейной, причем размерность ее зависит от числа выбранных для расчета ячеек.

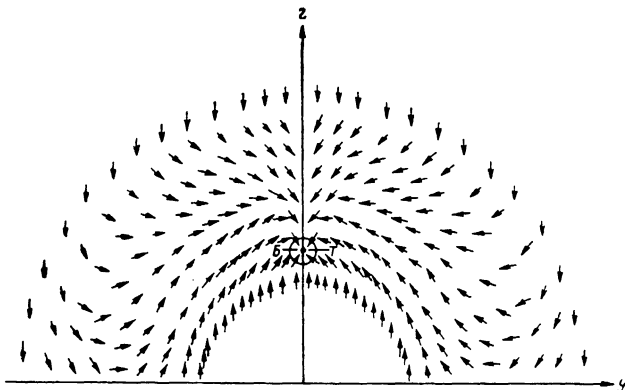


Рис. 2. Разворот вектора намагниченности в ДГ НЦМД.

В наших расчетах мы выбрали сетку размером (20×40) и для численного решения указанной системы использовали метод Ньютона. Расчеты проводились на ЭВМ-ЕС-1060. При выборе граничных условий предполагалось, что в ячейках сетки, прилегающих к верхней и нижней частям расчетной области, направление вектора намагниченности совпадает с соответствующим направлением в частях МП, разделенных ДГ, а в ячейках, имеющих контакт с нижней поверхностью МП, намагниченность разворачивается по Неелю. В качестве начального приближения в методе Ньютона выбиралось «квазинеелевское» приближение [9].

В результате расчетов получено решение системы уравнений (6), (7), которое представляет статическое распределение намагниченности в МП (рис. 2). Из этого рисунка видно, что ДГ является «заряженной», «квазинеелевского» типа. В верхней части НЦМД имеется особенность типа БТ.

На рис. 3, а, б показаны зависимости угла разворота M от r и θ , из которых можно определить конфигурацию ДГ НЦМД, используя известный способ, заключающийся в построении линий, чье геометрическое место точек соответствует одинаковому углу разворота M в ДГ (рис. 4, а). За ширину ДГ берут область наибольшего разворота M , в нашем случае она составляет 120° .

4. Из анализа распределения вектора намагниченности, полученного в результате численных расчетов, следует, что зарождение НЦМД, а следовательно, и ЦМД начинается с образования БТ, которая может формироваться из зародыша, представляющего собой область магнитной пленки, где вектор намагниченности разориентирован относительно ОЛН, например, на дефекте у границы пленка—подложка, а при коллапсе ЦМД формирование БТ происходит при переходе ЦМД в НЦМД. Если учесть, что коллапс ВБЛ и их зарождение [10] также сопровождается возникновением

БТ, то можно предположить, что образование БТ свидетельствует о наличии структурного перехода, и наоборот.

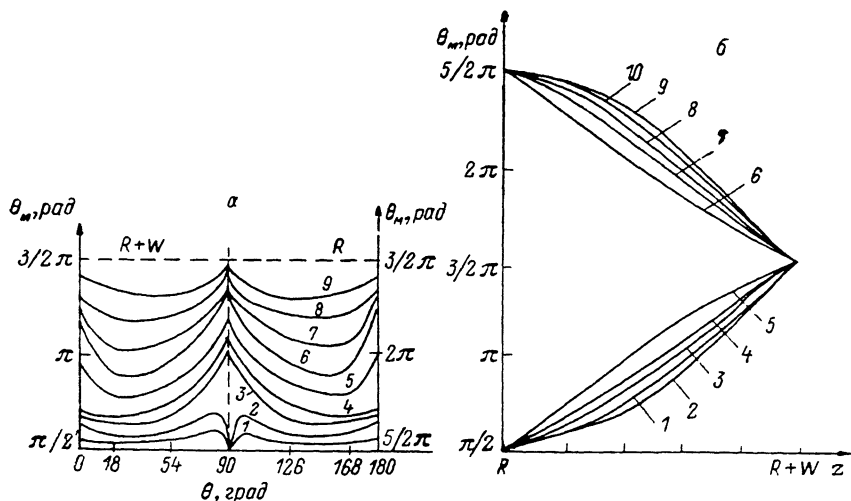


Рис. 3. Зависимость угла разворота вектора намагниченности от полярного угла θ (а), где кривые 1, 2, ... 9 соответствуют r_2, r_4, \dots, r_{18} , и радиуса r (б), где кривые 1, 2, 3, 4, ... 10 соответствуют $\theta_2=7^\circ, \theta_4=25^\circ, \theta_{10}=43^\circ, \theta_{14}=61^\circ, \dots, \theta_{38}=169^\circ$.

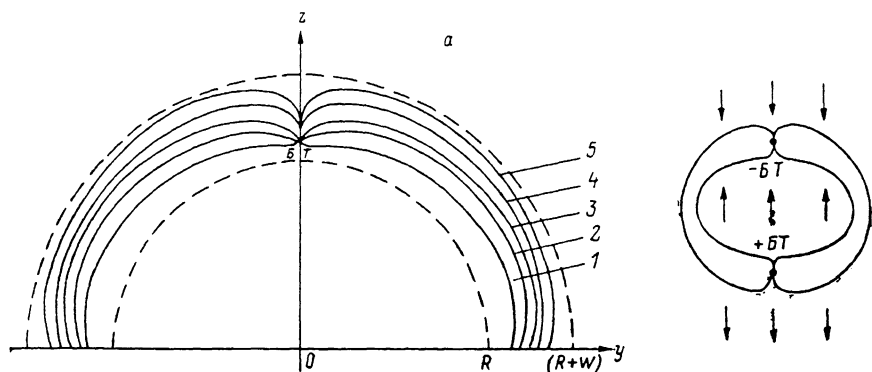


Рис. 4. Область наибольшего разворота вектора намагниченности в ДГ НЦМД (а) и внутриобъемный домен с двумя блоховскими точками разного «знака» (б).

Линии $\theta_M = \text{const}$ определяют положения векторов намагниченности, развернутых в ДГ на одинаковый угол. Кривые 1, 2, ... 5 соответствуют $\theta_M = 120^\circ, 150^\circ, \dots, 240^\circ$. В верхней части ДГ локализована блоховская точка.

Аналогично можно представить структуру внутри объемного ЦМД [7], который, как видно из рис. 4, б, должен иметь две БТ разного «знака». Авторы благодарны Ю. И. Горобцу за полезные консультации.

Л и т е р а т у р а

- [1] Червоненкис А. Я. и др. ФТТ, 1978, т. 20, № 5, с. 1477—1482.
- [2] Лисовский Ф. В., Червоненкис А. Я. ФТТ, 1979, т. 21, № 2, с. 406—414.
- [3] Лисовский Ф. В. ЖТФ, 1980, т. 50, № 3, с. 639—641.
- [4] De Bonte W. J. AIP Conf. Proc., 1972 (b), N 5, p. 140.
- [5] De Bonte W. J. Bell System-Techn., 1972, N 51, p. 1933.
- [6] Blake G. W., Shir C. C. IEEE Trans. Mag., 1981, vol. 17, N 5, p. 2438.
- [7] Филиппов Б. Н., Танкеев А. П., Лебедев Ю. Г., Раевский Е. И. Препринт ИФМ. Свердловск, 1980.
- [8] Shir C. C. AIP Conf. Proc., 1981 (b), N 7, p. 247.
- [9] Kleman M., Pushalska B. J. Mag. and Mag., 1980, N 15—18, p. 1473—1476.
- [10] Малоземов А., Слобзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 383 с.

Поступило в Редакцию
22 марта 1988 г.