

УДК 538.115

## СПОНТАННОЕ НАРУШЕНИЕ МАГНИТНОЙ СИММЕТРИИ В ФЕРРОМАГНИТНОМ НАНОКОНТАКТЕ

К. А. Звездин<sup>2</sup>, Д. Барберо<sup>1,2</sup>, А. К. Звездин<sup>2</sup>

*В работе проведен численный анализ микромагнитной структуры ферромагнитного наноконтакта. Численное исследование основано на уравнении Ландау-Лифшица с учетом магнитного диполь-дипольного взаимодействия. Исследовалась стабильность доменной стенки, помещенной в центр наноконтакта. Было обнаружено спонтанное нарушение симметрии доменной структуры при уменьшении внешних параметров (например, внешнего магнитного поля, магнитной анизотропии) ниже некоторого критического значения. Этот эффект, в котором  $\Delta$  – расстояние между центром доменной стенки и центром наноконтакта используется как параметр порядка, напоминает фазовый переход второго рода.*

Транспортные свойства наномасштабных металлических проводов и контактов были предметом многих исследований [1 – 3]. Квантовые скачки электропроводности  $2e^2/h$ , где  $e$  – заряд электрона,  $h$  – постоянная Планка, наблюдались при изменении размера наноконтакта [4, 5]. В последнее время ферромагнитные наноконтакты и провода привлекают к себе большое внимание в контексте эффекта гигантского магнитосопротивления [6, 7] и явления макроскопического квантового туннелирования доменной стенки [8]. Спин-зависимый транспорт электронов через доменные стенки также представляет интерес с точки зрения эффектов, связанных с фазой Бэрри [9]. Магниторезистивность

<sup>1</sup>Dipartimento di Fisica de Politecnico and Istituto Nazionale di Fisica della Materia, Corso Duca degli Abruzzi 24, I 19129 Torino, Italia.

<sup>2</sup> OOM-Lab.

превосходит 200% в баллистическом Ni наноконтакте при комнатной температуре и 100 Э [10]. Несмотря на активное исследование транспортных свойств магнитного наноконтакта, его магнитная структура, то есть распределение спинов в наноконтакте, не изучалась должным образом. Ясно, что магнитостатическое взаимодействие является основным фактором, определяющим магнитную структуру наноконтакта и только это взаимодействие, из-за его нелокальной природы, представляет наибольшую сложность для аналитического решения.

В настоящей статье мы представим численный анализ проблемы, полученный с помощью компьютерного моделирования. Основная цель работы – исследование стабильности положения доменной стенки, помещенной в середину наноконтакта. В частности мы обнаружили, что нарушение симметрии доменной структуры имеет место, когда внешние параметры (то есть внешнее магнитное поле, магнитная анизотропия) уменьшаются ниже некоторых критических значений.

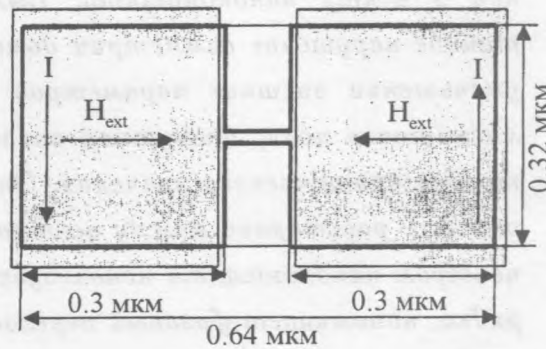


Рис. 1. Геометрия ферромагнитного наноконтакта. Толщина структуры 10 Å.

Исследуемая система показана на рис. 1. Она состоит из двух плоских ферромагнетиков, намагниченных практически однородно навстречу друг другу внешним магнитным полем, которое затем убирается. Нанокontakt расположен между ферромагнетиками.

Процесс намагничивания описывается уравнением Ландау–Лифшица

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}^{\text{eff}}] - \frac{\alpha \gamma}{M} [\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{H}^{\text{eff}}]], \quad (1)$$

где  $\mathbf{M} = \mathbf{M}(x, y)$  – вектор намагниченности;  $M$ ,  $\gamma$  и  $\alpha$  – намагниченность насыщения, гиромагнитное отношение и константа диссипации соответственно;  $\mathbf{H}^{\text{eff}}$  – эффективное поле, представляющее собой сумму полей различных магнитных взаимодействий:

$$\mathbf{H}^{\text{eff}} = \mathbf{H}^{\text{ext}} + \mathbf{H}^{\text{m}} + \mathbf{H}^{\text{anis}} + \mathbf{H}^{\text{exch-in-layer}}, \quad (2)$$

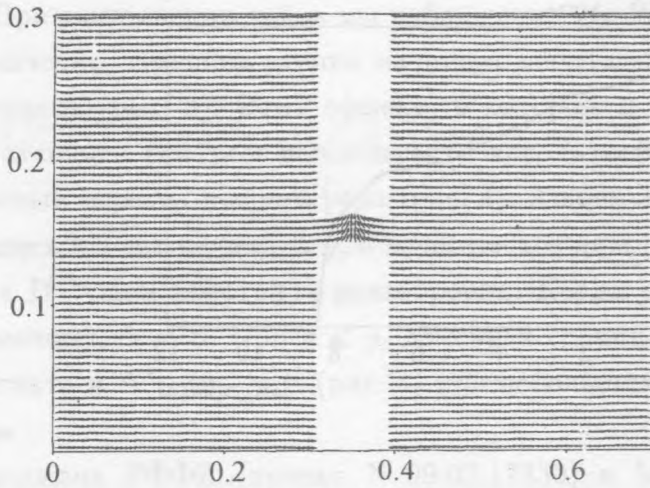


Рис. 2. Распределение намагниченности в ферромагнитном наноконтакте. Доменная стенка локализована в центре.

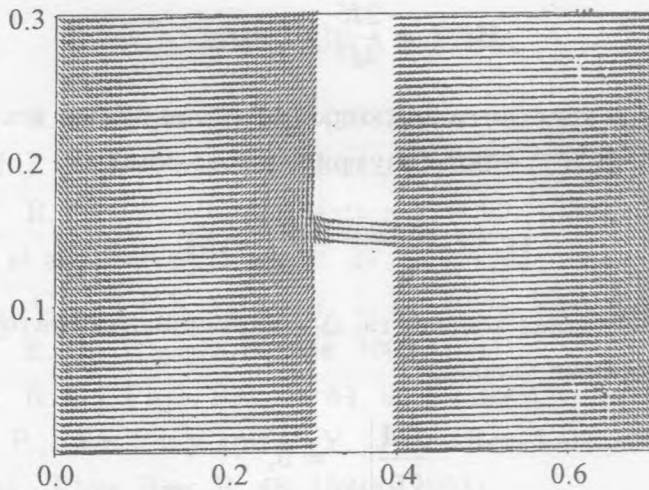


Рис. 3. Распределение намагниченности в ферромагнитном наноконтакте. Доменная стенка вышла из контакта.

где  $\mathbf{H}^{\text{ext}}$  – внешнее магнитное поле;  $\mathbf{H}^{\text{m}}$  – магнитостатическое поле, определяемое формулой

$$\mathbf{H}^{\text{m}}(\mathbf{r}) = \int_{G_1} \text{div} \mathbf{M}(\mathbf{r}_1) \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|^3} d\mathbf{r}_1, \quad (3)$$

где  $\mathbf{r}_1$  – радиус-вектор,  $G_1$  – рассматриваемая область (поверхностные магнитные за-

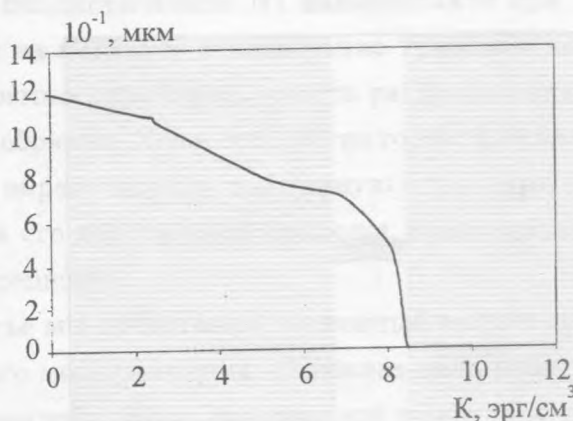


Рис. 4. Зависимость положения доменной стенки от величины управляющих токов.

ряды также учтены обычным образом);  $\mathbf{H}^{\text{anis}}$  – поле одноосной анизотропии

$$\mathbf{H}^{\text{anis}} = \frac{2K}{M^2}(\mathbf{M}, \mathbf{n})\mathbf{n}, \quad (4)$$

где  $K$  и  $\mathbf{n}$  соответственно константа анизотропии и единичный вектор, направленный вдоль легкой оси;  $\mathbf{H}^{\text{exch-in-layer}}$  – поле внутрислойного обмена:

$$\mathbf{H}^{\text{exch-in-layer}} = \frac{2A}{M^2}\Delta\mathbf{M}, \quad (5)$$

где  $A$  – внутрислойная обменная константа,  $\Delta$  – двумерный оператор Лапласа. Используются следующие граничные условия:

$$\left. \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial \mathbf{n}} \right|_{\partial G} = 0, \quad (6)$$

где  $\mathbf{n}$  – вектор, нормальный к границе  $\partial G$  области  $G$ .

На основе численного анализа уравнения (1) с использованием [10, 11] было определено влияние основных параметров типа намагниченности, анизотропии и внешних магнитных полей на магнитную структуру.

Результат численного эксперимента заключается в следующем. Начальное антиферромагнитное распределение спинов в правом и левом "берегах" контакта задаются внешними токами, которые, в свою очередь, оказывают давление на доменную стенку. Фактически они задают граничные условия. Когда два тока одинаковы и достаточно

велики, по соображениям симметрии доменная стенка локализована в центре наноконтакта (рис. 2). При уменьшении токов мы наблюдаем, что при достижении некоторого критического значения доменная стенка начинает спонтанно смещаться от центра и выходит из контакта (рис. 3). Этот эффект, в котором  $\Delta$  – расстояние между центром доменной стенки и центром наноконтакта используется как параметр порядка, напоминает фазовый переход второго рода (рис. 4). Аналогом внешнего "управляющего" параметра здесь играет величина  $y$ , в качестве которой рассматривается величина магнитного поля  $H^{\text{ext}}$  или константа анизотропии. Когда  $y > y_c$  (где  $y_c$  – некоторое критическое значение),  $\Delta = 0$ . При  $y < y_c$  доменная граница спонтанно смещается из центра наноконтакта и  $\Delta \sim |y - y_c|^2$  (рис. 4) при небольших отклонениях границы от центра контакта.

Работа поддержана РФФИ (проект N 99-02-17830) и МН (проект N 97-1071) и Politecnico di Torino в рамках соглашения о научном сотрудничестве между Politecnico di Torino и Российской Академией наук.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Landauer R. Z. Phys. B, **217**, (1987).
- [2] Pascual J. I. et al. Phys. Rev. Lett., **71**, 1852 (1993).
- [3] Landauer R. J. Phys. Cond. Matter, **1**, 8099 (1989).
- [4] Garcia N. et al. Europhys. News, **27**, 89 (1996).
- [5] Garcia N., Costa-Kramer J. L. Phys. Rev. B, **55**, 5416 (1997).
- [6] Giordano R. C. Physica B, **194**, 1009 (1994).
- [7] Giordano R. C. Phys. Rev. B, **51**, 9855 (1995).
- [8] Tataru C. P., Fukuyama Y. Phys. Rev. Lett., **78**, 3773 (1997).
- [9] Loss D. et al. Phys. Rev. B, **48**, 15218 (1993).
- [10] Garcia N., Munoz M., and Zhao Y.-W. Phys. Rev. Lett., **82**, 2923 (1999).
- [11] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. И. Электродинамика сплошных сред. М., ГИФМЛ, 1969.
- [12] Brown W. F. Micromagnetics, (Interscience Publishers, New York, 1963).