

Магнитные конфигурации в области наноконтакта между ферромагнитными "берегами"

© Л.Л. Савченко, А.К. Звездин, А.Ф. Попков, К.А. Звездин

Государственный научно-исследовательский институт физических проблем им. Ф.В. Лукина, 103460 Москва, Россия

(Поступила в Редакцию 5 сентября 2000 г.
В окончательной редакции 14 декабря 2000 г.)

На основе численного решения уравнений Ландау–Лифшица и магнитостатики проанализированы остаточные магнитные конфигурации в области магнитного наноконтакта для противоположно намагниченных ферромагнитных "берегов" в случае объемных стержней в зависимости от магнитных и геометрических факторов. Выявлены условия возникновения антипараллельных ориентаций соседних спинов и доменной границы внутри проводящего канала.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований № 98-02-16469 и 00-02-17240.

Магнитные наноконтакты вызывают возрастающий интерес в связи с возможностью контролируемого сильного изменения проводимости внешним магнитным полем, которое было продемонстрировано недавно в экспериментах с продольно-намагниченными никелевыми стержнями [1]. Особенности проводимости магнитных наноконтактов в области ее квантования рассмотрены в работах [2,3], где показана существенная роль в явлении спинового транспорта спинового распределения внутри канала проводимости. Микромагнитные конфигурации намагниченности кобальтового наноразмерного контакта между двумя сплюснутыми ферромагнитными "берегами" в процессе их перемагничивания моделировались численно в [4]. Следует отметить также работу [5], в которой изучалось влияние ферромагнитных микроразоротов в антиферромагнитно связанных слоях на гистерезисные свойства многослойной структуры. Микромагнитный анализ продольно-намагниченных контактирующих стержней ранее не проводился. Мы исследуем влияние конкуренции дальнедействующего магнитостатического, локального обменного взаимодействий и энергии анизотропии на образование остаточных конфигураций в области контакта двух встречно намагниченных объемных стержней в зависимости от формфактора канала.

1. Исходные уравнения

Для исследования стационарных конфигураций намагниченности численно решалась задача Коши для уравнений Ландау–Лифшица

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

где \mathbf{M} — вектор намагниченности, $\gamma^* = \gamma / (1 + \alpha^2)$, γ и α — гиромангнитное отношение и параметр затухания Гильберта соответственно; эффективное магнитное поле $\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H} + \mathbf{H}^m + \mathbf{H}^{\text{an}} + \mathbf{H}^{\text{ex}}$ включает в себя внешнее

поле \mathbf{H} , поле размагничивания

$$\mathbf{H}^m = -\nabla \left(-\int_V d\mathbf{r}' \frac{\nabla \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} + \int_S d\mathbf{r}_s \frac{(\mathbf{M}\mathbf{n}_s)_s}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|} \right)$$

(\mathbf{r} — радиус-вектор точки, V и S — объем и поверхность магнитной структуры, а \mathbf{n}_s — вектор нормали к ее границе), поле одноосной анизотропии $\mathbf{H}^{\text{an}} = (2K_u/M^2)(\mathbf{M}, \mathbf{n}_u)\mathbf{n}_u$ (K_u — константа анизотропии, \mathbf{n}_u — единичный вектор вдоль легкой оси намагничивания) и поле неоднородного обмена $\mathbf{H}^{\text{ex}} = (2A/M^2)\Delta\mathbf{M}$ (A — константа обмена, Δ — двумерный оператор Лапласа).

Граничное условие на боковых поверхностях структуры имеет вид

$$\left. \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial \mathbf{n}_s} \right|_S = 0, \quad (2)$$

т. е. соответствует свободным граничным условиям [6].

Важной особенностью изучаемой физической системы является то, что при достаточном удалении от контакта спины в магнитных стержнях ориентированы строго по оси z и навстречу друг другу, т. е. $\mathbf{M}|_{z=\mp\infty} = (0, 0, \pm M)$. В эксперименте [1] это достигалось, например, при помощи катушек, локализованных на внешних концах стержней. Естественно поэтому предположить, что левый и правый стержни намагничены однородно практически по всей их длине, кроме области вблизи наноконтакта. Естественно также считать, что характерный масштаб длины участка неоднородного распределения намагниченности пропорционален размеру поперечного сечения стержней; это подтверждается численными экспериментами. Это же заключение можно сделать из анализа численных экспериментов по перемагничиванию длинных одиночных стержней [7]. Исходя из этого, при численном моделировании можно разделить всю исследуемую область $|z| < L$, где L — длина контактирующего стержня, на три части: $-L < z < -z_0$, $-z_0 < z < +z_0$, $z_0 < z < L$. При этом в первой и последней областях намагниченность полагается однородной и равной $\mathbf{M} = (0, 0, \pm M)$, где

верхний знак относится к первой области, а нижний — к последней. В окне счета $|z| < z_0$ ($z_0 \gg W$, где W — поперечный размер стержня) намагниченность рассчитывается с помощью уравнений Ландау–Лифшица с учетом магнитодипольного взаимодействия и с граничными условиями $\mathbf{M}|_{\mp z_0} = (0, 0, \pm M)$. На остальных поверхностях, где возникает скачок намагниченности, используются свободные граничные условия, указанные выше, которые соответствуют незакрепленным спинам.

Методы численного интегрирования уравнений Ландау–Лифшица достаточно подробно описаны в литературе и хорошо апробированы (см., например, [8–11]).

2. Контакт двух противоположно намагниченных стержней

Рассмотрим два прилегающих противоположно намагниченных полубесконечных стержня квадратного сечения со стороной квадрата $W = 240$ nm, расположенные вдоль оси z и соединенные прямоугольным контактом размером $w \times w \times l$. Предполагается, что нанокontakt образован либо в центре между прилегающими торцами, как изображено на рис. 1 и 2, либо смещен от центра к краю стержней на $\Delta x = 60$ nm, как показано на рис. 3. Размер окна счета по оси z выбирается максимально возможным, $2z_0 = 960$ nm. Параметры магнитного материала принимаются близкими к параметрам пермаллоя, т.е. $M = 800$ G, $K_u = 1000$ erg/cm³, $A = 10^{-6}$ erg/cm. Начальное распределение выбирается в виде двух антипараллельно намагниченных вдоль оси z областей с линией разделения по центру контакта. Для нарушения симметрии начального распределения при численном интегрировании вводится малое поперечное магнитное поле ~ 1 Oe. В сеточном разбиении мы используем квадратную ячейку $6 \times 6 \times 6$ nm, характерный размер которой примерно равен обменной длине $l_{ex} = (A/2\pi M^2)^{1/2}$. В результате численного расчета получаются установившиеся конфигурации пространственного распределения спинов, представленные на рис. 1–8.

Расчеты показали, что объемное распределение намагниченности в берегах контакта слабо меняется в результате введения магнитной перемычки, за исключением непосредственной окрестности наноконтакта. Основной конфигурационной модой спинового состояния берегов является вихревое распределение намагниченности вблизи прилегающих торцов стержней с противоположной закруткой спинов (рис. 1). Такое состояние согласуется с теорией перемагничивания длинного стержня. Действительно, хорошо известно [12], что в неограниченном цилиндре однородное состояние неустойчиво в поле перемагничивания относительно образования вихревой моды Брауна при критическом значении поля перемагничивания

$$H = 2K/M + 1.08(2\pi M)(A/M^2)/R^2, \quad (3)$$

где R — радиус цилиндра. Очевидно, что вблизи прилегающих торцов противоположно намагниченных до

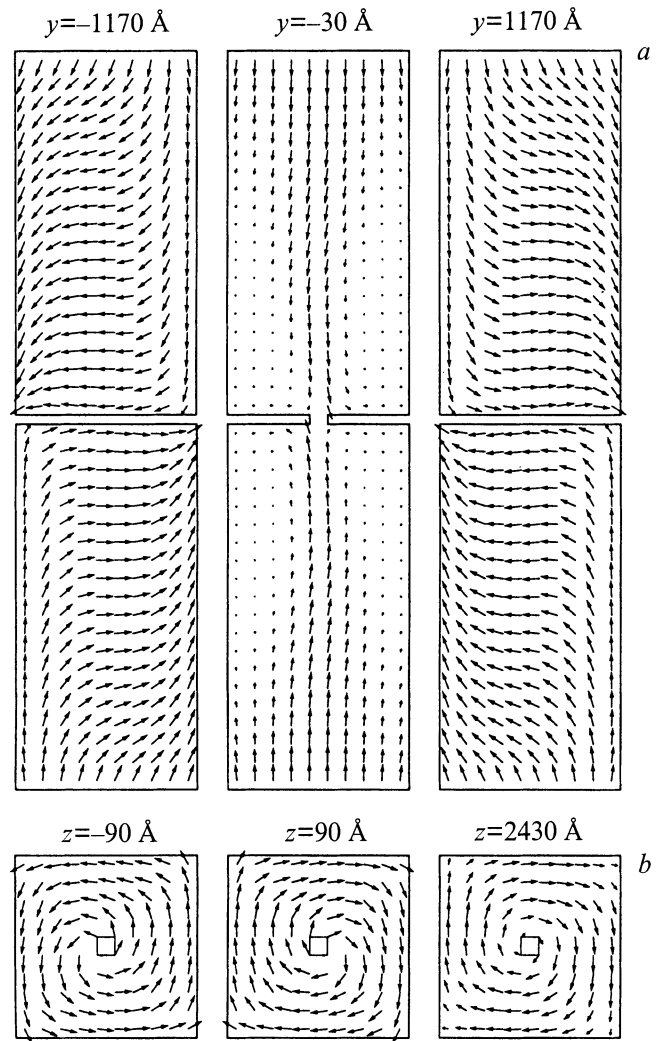


Рис. 1. Распределение спинов в контактирующих противоположно намагниченных ферромагнитных стержнях с "широкой" прямоугольной перемычкой размером $24 \times 24 \times 12$ nm, расположенной по центру прилегающих торцов ферромагнитных стержней с квадратным сечением 240×240 nm, для случая слабой анизотропии. *a* — в продольных сечениях, параллельных плоскости xz , *b* — в поперечных сечениях, параллельных плоскости xy .

насыщения стержней поле размагничивания будет равно $H = 4\pi M$. Поэтому критическое значение поля анизотропии, при котором в прилегающих стержнях образуется вихревая мода, определяется соотношением

$$(2K/M)_{cr} = 4\pi M \left(1 - 0.54(A/M^2)/R^2 \right). \quad (4)$$

В случае изолированного длинного стержня конечной длины поле размагничивания вблизи торца при насыщении равно $H = 2\pi M$. Поэтому критическое значение анизотропии, при котором возникает вихревая мода, для него существенно ниже

$$(2K/M)_{cr} = 2\pi M \left(1 - 1.08(A/M^2)/R^2 \right). \quad (5)$$

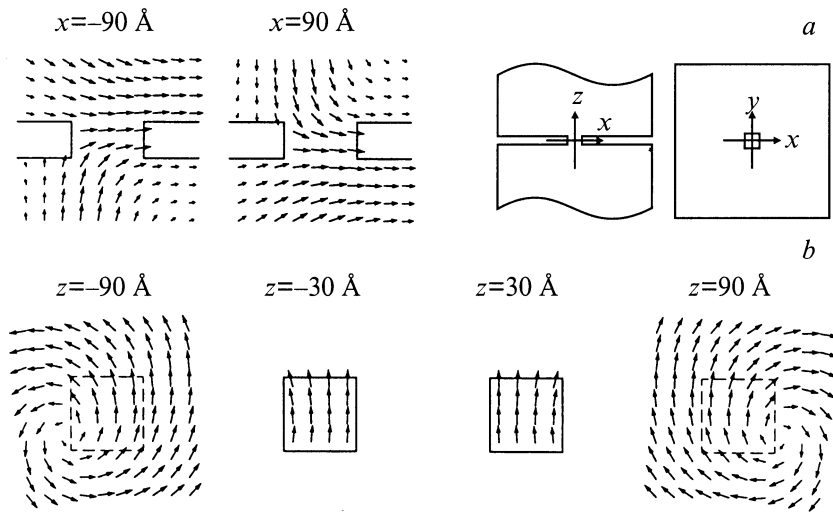


Рис. 2. Увеличенные фрагменты распределения спинов в контактирующих противоположно намагниченных ферромагнитных стержнях с "широкой" прямоугольной перемычкой размером $24 \times 24 \times 12$ nm, расположенной по центру прилегающих торцов ферромагнитных стержней, для случая слабой анизотропии в окрестности наноконтакта. *a* — в продольных сечениях, параллельных плоскости yz , *b* — в поперечных сечениях, параллельных плоскости xy .

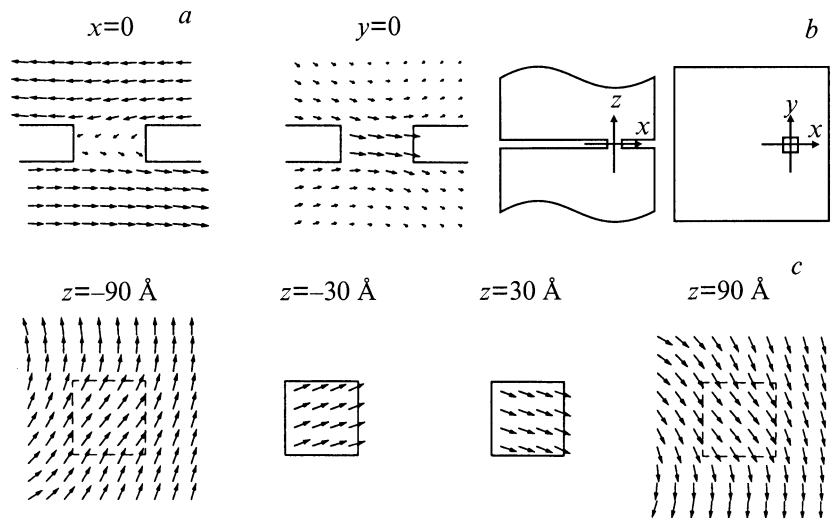


Рис. 3. Фрагменты распределений в поперечных сечениях yz , xz и xy в окрестности наноконтакта для противоположно намагниченных стержней с "широкой" перемычкой размером $24 \times 24 \times 12$ nm, смещенной на 60 nm к краю поперечного сечения контактирующих стержней вдоль оси x , для случая слабой анизотропии. Показаны проекции рассматриваемой структуры на плоскости xz и xy .

Микромагнитные моделирования (см. [7]) показали, что при анизотропии меньше критической вблизи торцов изолированного стержня конечной длины образуются вихревые распределения намагниченности одинаковой либо противоположной закрутки. В нашем случае вблизи прилегающих торцов противоположно намагниченных стержней из-за их магнитостатического взаимодействия предпочтительны вихревые состояния противоположной закрутки.

Наличие магнитной перемычки (наноконтакта) между стержнями не влияет на распределение общей массы спинов в берегах, но изменяет микромагнитную конфи-

гурацию в непосредственной окрестности наноконтакта. Если в центре прилегающих стержней имеется короткая широкая перемычка, то центры вихрей расталкиваются и образуется размытая переходная область вдоль контакта с поперечным намагничиванием внутри контакта, как показано на рис. 2. Вдоль центральной оси распределение спинов фактически напоминает распределение спинов поперек доменной границы Нееля. Ближе к краям перемычки растет асимметрия распределения спинов вдоль оси z . В случае длинного наноконтакта, расположенного по центру сечения стержней, возникает существенно асимметричное распределение спинов: центр

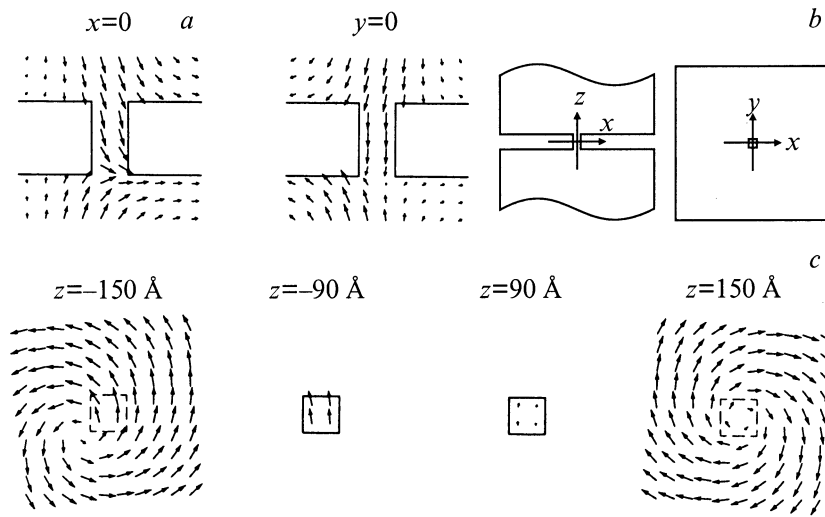


Рис. 4. Увеличенные фрагменты распределений спинов в поперечных сечениях в окрестности наноконтакта для случая противоположно намагниченных стержней с "узкой" перемычкой размером $12 \times 12 \times 24$ nm, расположенной по центру.

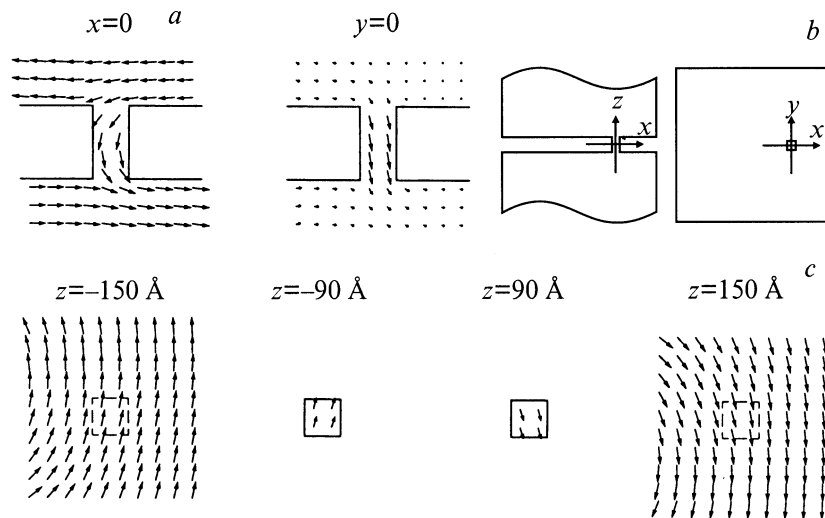


Рис. 5. Фрагменты распределений спинов в противоположно намагниченных стержнях со смещенной "узкой" перемычкой размером $12 \times 12 \times 24$ nm в поперечных сечениях, параллельных плоскости xy .

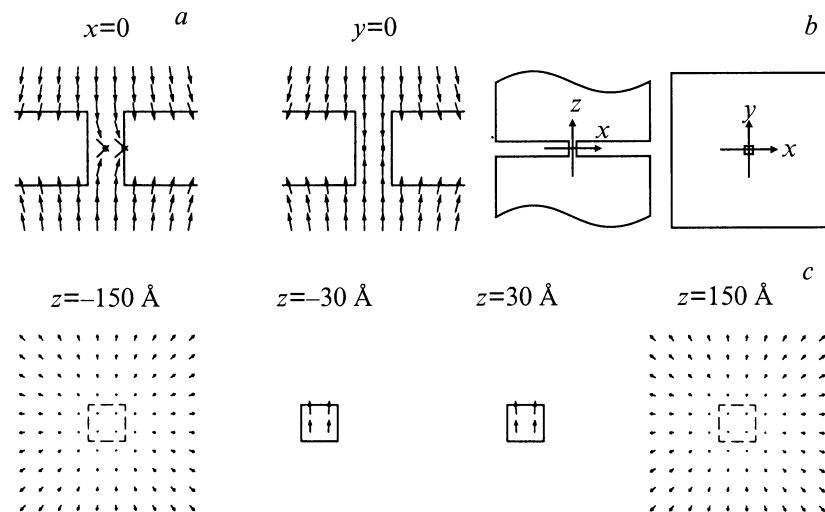


Рис. 6. Доменная граница внутри "длинного" наноконтакта между ферромагнитными стержнями с большой продольной анизотропией $K_u = 3 \cdot 10^6$ erg/cm³.

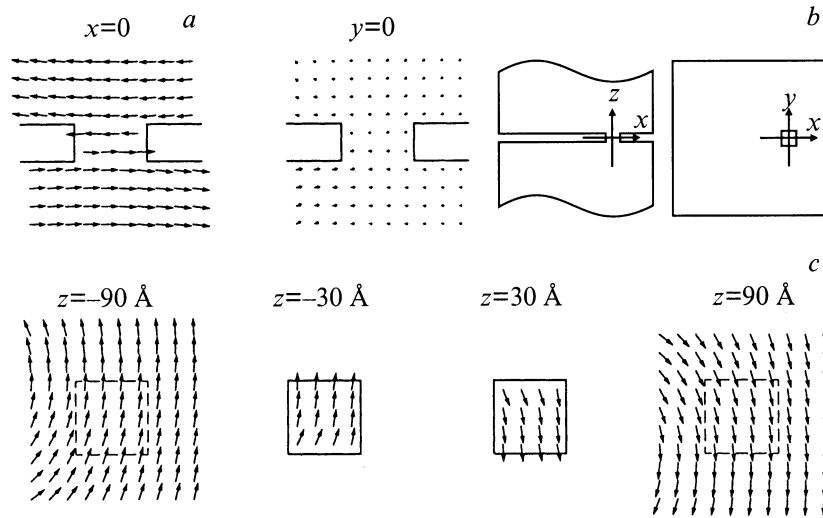


Рис. 7. Микромагнитные распределения в окрестности наноконтакта для случая смещенной "широкой" перемычки, показанной на рис. 3, но с разрывом обменного взаимодействия в середине канала.

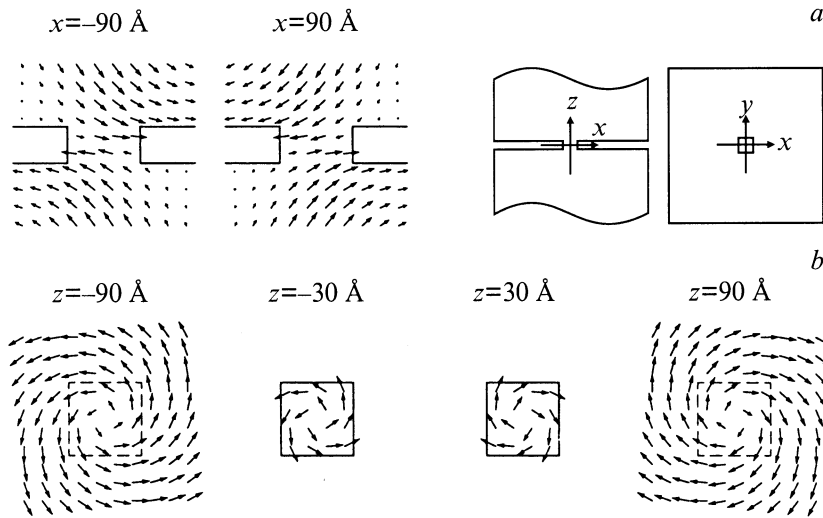


Рис. 8. Вихревые состояния спинов в "длинном" наноконтакте, показанном на рис. 2, при разрыве обменного взаимодействия в середине перемычки.

одного из вихрей втягивается в перемычку, так что намагниченность внутри длинного контакта располагается параллельно его оси вплоть до входа в другой берег (рис. 4). При этом центр второго вихря смещается благодаря магнитоэстатическому отталкиванию, и вблизи входа в нанокontakt он образует переходную область, аналогичную доменной стенке Нееля.

При образовании наноконтакта вдали от центра стержня вихрь и антивихрь в прилегающих стержнях создают поперечно-намагниченные зоны с различающимися направлениями намагниченности вблизи входа и выхода наноконтакта, как показано на рис. 3 для короткого и на рис. 5 для длинного канала перемычки. В зависимости от формфактора перемычки переходная область имеет вид блоховской (для широкой) либо неелевской границы (для узкой перемычки). В обоих случаях переходная

область размывается по крайней мере на длину перемычки. Это связано с малой величиной анизотропии и большим влиянием дальнедействующей магнитостатики. При наличии достаточно сильной анизотропии ($K_u = 3 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$) с легкой осью вдоль оси стержня вихревая мода размагничивания стержней исчезает и внутри длинного канала перемычки образуется доменная стенка Нееля типа "голова к голове" (рис. 6).

Теперь обсудим влияние разрыва обменного взаимодействия внутри контакта. Такой разрыв представляется естественным при наличии немагнитной прослойки и образовании контакта механическим путем. Он приводит к антиферромагнитной ориентации соседних спинов в слабо анизотропных материалах в коротких и длинных контактах, смещенных относительно центра стержней (рис. 7), и к возникновению необычной спиновой струк-

туры вихрь–антивихрь с разрывом на линии нулевого обмена внутри контакта, когда он расположен по центру (рис. 8).

Таким образом, проделанный численный анализ показывает, что в слабо анизотропном магнитном контакте, образованном наноразмерной перемычкой между двумя прямоугольными стержнями, намагниченными навстречу друг другу, образуются вихревые состояния в прилегающих торцах контактирующих стержней и переходная область, размытая на всю длину канала контакта. В зависимости от формфактора перемычки разворот спинов вдоль оси перемычки происходит либо поперек канала аналогично блоховской доменной границе (в коротком и широком канале), либо как в неелевской границе с параллельным каналу распределением спинов внутри него. Наличие разрыва в обменном взаимодействии внутри канала перемычки приводит к возникновению антиферромагнитного скачка спинов на линии разрыва, а в симметричной объемной структуре при таком разрыве возникает необычное состояние стыковки противоположно закрученных магнитных вихрей в центре наноконтакта.

Наличие сильной анизотропии вдоль оси канала приводит к возникновению доменной границы типа "голова к голове" внутри перемычки. Переход от асимметричного состояния со смещенной к краю перемычки доменной границей к симметричному носит характер фазового перехода первого либо второго рода в зависимости от формфактора перемычки и соотношения величины магнитостатической энергии и одноосной анизотропии.

Указанные особенности микромагнитных состояний в окрестности наноконтакта необходимо учитывать при рассмотрении спинового транспорта в таких структурах в области квантования проводимости.

Один из авторов (А.К.З.) благодарит Н. Гарсиа за гостеприимство и ценные дискуссии во время визита в 1998 г. в Институт физики малых систем и нанотехнологий (Мадрид).

Список литературы

- [1] N. Garcia, M. Munoz, Y.-W. Zhao. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 14, 2923 (1999).
- [2] H. Imamura, N. Kobayashi, S. Takahashi, S. Maekawa. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5, 1003 (2000).
- [3] А.К. Зvezдин, А.Ф. Попков. Письма в ЖЭТФ **71**, 5, 304 (2000).
- [4] R.P. van Garkom, S.J.C.H. Theeuwens, K. P. Wellock, N.N. Gribov, J. Caro, S. Radelaar. *J. Appl. Phys.* **74**, 3, 422 (1999).
- [5] J.F. Bobo, H. Kikuchi, O. Redon, E. Snoeck, M. Picuch, R.L. White. *Phys. Rev.* **B60**, 6, 4131 (1999).
- [6] А.Г. Гуревич. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. Наука, М. (1973). С. 410.
- [7] M.E. Shabes. *J. Magn. Magn. Mater.* **95**, 249 (1991).
- [8] E.D. Boerner, H.N. Bertram. *IEEE Trans. Magn.* **33**, 5, 3052 (1977).
- [9] N. Hayashi, K. Kosavissutte, Y. Nakatani. *IEEE Trans. Magn.* **33**, 5, 4164 (1977).
- [10] A.F. Popkov, L.L. Savchenko, N.V. Vorotnikova. Письма в ЖЭТФ **69**, 8, 596 (1999).
- [11] A.F. Popkov, L.L. Savchenko, N.V. Vorotnikova, S. Tehrani, J. Shi. *J. Appl. Phys.* **77**, 2, 277 (2000).
- [12] S. Shtrikman, D. Treves. In: *Magnetism III* / Ed. G.T. Rado, H. Shul. Academic, N.Y. (1963). P. 395–414.