

На правах рукописи

Воротникова Наталья Владимировна

**Численное исследование динамических систем,
описывающих эволюцию распределения
намагниченности в тонкопленочных структурах
малых размеров во внешнем магнитном поле**

Специальность: 01.01.03 – математическая физика

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва - 2000

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Микромагнетизм малых магнитных частиц, основы которого были заложены еще в работах Ландау, Лифшица, Пееля, Брауна, Кондорского и др., интенсивно развивается в настоящее время в связи с освоением нанометрового диапазона в магнитной электронике. В последнее время микромагнетизм однослойных и многослойных тонкопленочных структур субмикронного размера вызывает большой интерес в связи с развитием новых видов сенсоров и элементов магниторезистивной памяти, использующих открытый в 1988 году эффект гигантского магнитосопротивления. В новых устройствах предполагается использование структур, состоящих из магнитных слоев, разделенных проводящими или диэлектрическими прослойками. Экспериментальное изучение процессов перемагничивания рассматриваемых структур затруднено в силу их малого размера. С другой стороны, аналитические исследования, основанные на решении уравнений магнитостатики и магнитодинамики, позволяют получать результаты (за исключением весьма частных случаев) лишь в рамках однодоменной модели Стокера-Вольфарта, которая не учитывает неоднородности процесса перемагничивания, весьма существенные даже для столь малых магнитных частиц. Приближенные редуцированные модели расчета, позволяющие находить некоторые неоднородные решения, также описывают частные случаи и в конечном итоге требуют сопоставления с более полной моделью. Такой моделью является динамическая система в пространстве распределений намагниченности, динамика которой описывается феноменологическими уравнениями Ландау-Лифшица совместно с уравнением Пуассона для поля размагничивания. Речь идет о сложной нелинейной системе интегро-дифференциальных уравнений, для которой получение математически доказанных качественных результатов весьма затруднительно. Поэтому особую актуальность приобретают исследования, основанные на компьютерном моделировании.

Отметим, что процессы перемагничивания малых частиц, вообще говоря, достаточно подробно исследованы в физической литературе. Однако, динамика и статика распределения намагниченности в тонкопленочных структурах малых размеров имеет недостаточно изученные особенности. Физика перемагничивания таких структур отличается как от физики процессов перемагничивания пленок, толщина которых существенно превышает обменную длину, так и от физики перемагничивания мелких объемных частиц, и существенно связана с магнитостатикой краёв. Микромагнетизм субмикронных тонкопленочных элементов характеризуется переходом от многодоменных к монодоменным процессам перемагничивания. Особенности этих процессов начали детально исследоваться только в последнее время. Данная работа как раз посвящена вычислению и анализу траекторий и точек покоя системы Ландау-Лифшица для малых тонкопленочных структур.

Отметим, что существующие методы микромагнитного анализа не позволяют адекватно моделировать процессы перемагничивания субмикронных элементов, предназначенных для применения в устройствах памяти. В частности, при моделиро-

Работа выполнена в Московском Государственном институте электроники и математики

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук

Дубнов В.Л.

Научный консультант:

доктор физико-математических наук

Попков А.Ф.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,

профессор

кандидат физико-математических наук,

доцент

Кулагин Н.Е.

Перескоков А.В.

Ведущая организация:

Московский технический университет связи и информатики

Защита состоится "19" декабря 2000 г. на заседании Диссертационного совета К 063.68.05 в Московском Государственном институте электроники и математики по адресу: 109028, Москва, Б. Трехсвятительский пер., д. 3/12

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Московского Государственного института электроники и математики.

Автореферат разослан "16" ноября 2000 г.

Ученый секретарь Диссертационного
Совета кандидат физико-математических
наук, доцент

П. Шнурков

Шнурков П.В.

вании необходимо учитывать роль тепловых флуктуаций, которые приводят к неустойчивости и сильной температурной зависимости пороговых полей перемагничивания даже в том случае, когда основные магнитные параметры слабо зависят от температуры. Поэтому в данной работе также рассматривалась усложненная система Ландау-Лифшица, включающая стохастический член, моделирующий тепловые флуктуации намагниченности.

Цель работы. Численный анализ динамической системы Ландау-Лифшица в пространстве распределений намагниченности в областях, соответствующих однослойным и многослойным субмикронным тонкопленочным магнитным структурам.

Научная новизна. В работе с помощью численного исследования системы Ландау-Лифшица были детально изучены ее траектории при различных управляющих полях, точки покоя и их бифуркации при изменении управляющего поля (петли гистерезиса). Для тонкой бесконечной полосы обнаружены новые ветви полных и частных петель гистерезиса, отвечающие устойчивым и неустойчивым неоднородным равновесным распределениям намагниченности. Найдены устойчивые участки этих петель.

Анализ полученных результатов впервые выявил ряд качественных особенностей процессов перемагничивания малых тонкопленочных элементов и слоистых структур, в частности:

- Многомодовый характер перемагничивания, связанный с определенными различиями остаточных конфигураций намагниченности (точек покоя при нулевом управляющем поле), локализованными, в основном, вблизи краев элемента.

- Эффект краевого закрепления спинов в сверхтонкой полосе и элементе конечных размеров. Показано, что в процессе перемагничивания возникают устойчивые состояния с магнитостатическим закреплением намагниченности вдоль длинных сторон элемента, что приводит к возникновению дополнительных скачков на петле гистерезиса. Получены диаграммы областей существования различных видов гистерезисной петли. Объяснен наблюдавшийся экспериментально эффект кардинального изменения минорных петель гистерезиса в решетке субмикронных элементов под действием поля смещения.

- Термоактивационная взаимная трансформация мод перемагничивания, приводящая к сильной тепловой неустойчивости петли гистерезиса задолго до порога неустойчивости Нееля-Брауна. Найдены условия подавления многомодовой неустойчивости.

Практическая ценность работы.

1) Проведенный анализ расширяет существующие представления о процессах перемагничивания ультрамалых магнитных структур. Описанные в диссертации особенности перемагничивания сверхтонких элементов могут использоваться для анализа экспериментальных данных по изучению многослойных магнитопленочных структур.

2) Полученные с помощью численного моделирования результаты позволяют дать рекомендации по выбору магнитных и геометрических параметров элементов магнитной памяти, а также для оптимизации и проектирования других устройств, использующих сверхтонкие магнитные пленки, таких как магниторезистивные считывающие головки и датчики.

3) Разработанный алгоритм счета и написанная программа могут быть использованы для изучения микромагнитных явлений в достаточно сложных магнитных структурах, включая решетку взаимодействующих спиновых кластеров, спиновые цепочки, дисперсные среды и т.п.

Основные положения, выносимые на защиту.

1) Численное решение системы Ландау-Лифшица, проведенное с помощью различных алгоритмов и с разными параметрами указывает на корректность эволюционной задачи с краевыми условиями второго рода для этой системы.

2) Результаты вычислений показывают, что при геометрических и магнитных параметрах, характерных для субмикронных тонкопленочных элементов магнитной памяти, на траекториях системы Ландау-Лифшица в пространстве распределений намагниченности не возникает состояний с особенностями (блоховских точек) и отсутствуют вихревые моды перемагничивания, имеющиеся для областей большей толщины.

3) Даже для субмикронных структур с толщиной, много меньшей ширины, имеется много (до нескольких десятков) точек покоя системы Ландау-Лифшица, часть из которых устойчива. Зависимость точек покоя от управляющего поля дает сложные гистерезисные кривые, содержащие несколько скачков намагниченности.

4) Характерной чертой исследуемой системы в рассматриваемых областях является магнитостатическое закрепление намагниченности на краях элемента, что приводит к следующим эффектам:

- закрепление намагниченности на торцах прямоугольной частицы приводит к многомодовому характеру ее перемагничивания;

- закрепление намагниченности на сторонах частицы (краевой пиннинг) приводит к возникновению дополнительных частных петель перемагничивания;

- краевой пиннинг в решетке элементов с дисперсией магнитных параметров вызывает кардинальное изменение частных петель гистерезиса под действием поля смещения (сильно меняется наклон внутренних ветвей гистерезисной петли).

5) В тонкопленочных частицах нанометрового диапазона благодаря возрастающей роли тепловых флуктуаций заметно понижается коэрцитивность из-за одномодовой неустойчивости Нееля-Брауна и возникает гигантская тепловая неустойчивость петли гистерезиса в результате термоактивационной трансформации мод перемагничивания в частицах с многомодовым режимом перемагничивания.

В частицах с заостренными торцами существует только одна мода перемагничивания и не наблюдается термоактивационной межмодовой неустойчивости.

Апробация работы.

Основные результаты докладывались на следующих конференциях: XXVII Международная зимняя школа-симпозиум физиков-теоретиков (Жуковка, 2-7 марта 1998 г.), Международный симпозиум по спиновым волнам (Санкт-Петербург, 19-22 мая 1998 г.), XVI международная школа-семинар "Новые магнитные материалы микроэлектроники" (Москва, 23-26 июня 1998 г.), XLI научная конференция МФТИ "Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук" (Долгопрудный, 27-28 ноября 1998 г.), Европейская конференция "Physics of Magnetism 99" (Познань, май 1999 г.), Московский международный симпозиум по магнетизму (Москва, 20-24 июня 1999 г.).

Публикации. Основное содержание диссертации опубликовано в 9 работах, список которых приведен в конце реферата.

Структура и объем диссертации. Диссертация содержит 157 страниц, 58 рисунков, и состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы, включающего 101 наименование.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** обоснована актуальность исследования рассматриваемых в диссертации проблем, сформулирована цель работы и дана краткая характеристика основных разделов диссертации.

В **первой главе** дан литературный обзор по общим принципам и методам математического моделирования задач микромагнетизма, обзор теоретических и экспериментальных работ по физике перемагничивания структур с различными геометрическими и магнитными параметрами, а также по использованию тонкопленочных элементов в магнитной памяти.

Вторая глава содержит описание алгоритмов вычисления траекторий системы Ландау-Лифшица и нахождения её устойчивых точек покоя, ориентированных на применение к анализу процессов перемагничивания структур, используемых в перспективных элементах магнитной памяти.

Рассматриваются тонкие пленки микронного и субмикронного размера, состоящие из плоских магнитных слоев, разделенных немагнитными слоями. Динамика намагниченности в таких пленках описывается системой уравнений Ландау-Лифшица:

$$\frac{\partial \mathbf{M}_k}{\partial t} = \gamma_k [\mathbf{M}_k \times \mathbf{H}_k^{\text{eff}}] - \frac{\alpha_k \gamma_k}{M_k} [\mathbf{M}_k \times [\mathbf{M}_k \times \mathbf{H}_k^{\text{eff}}]]. \quad (1)$$

Здесь k — номер магнитного слоя, \mathbf{M}_k — вектор намагниченности в k -ом слое, $\mathbf{M}_k = M_k(x, y)$, где x, y — координаты в плоскости пленки; M_k, γ_k и α_k — намагниченность насыщения, гиромагнитное отношение и параметр затухания Гильберта, соответственно, — параметры k -го магнитного слоя; $\mathbf{H}_k^{\text{eff}}$ — эффективное магнитное поле в k -ом слое, которое является суммой полей, отвечающих различным магнитным взаимодействиям:

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

$\mathbf{H}_k^{\text{ext}}$ — внешнее магнитное поле; \mathbf{H}_k^{m} — магнитоостатическое поле в k -ом слое, порожденное объемными и поверхностными магнитными зарядами всех магнитных слоев:

$$\mathbf{H}_k^{\text{m}}(\mathbf{r}_k) = \sum_i \mathbf{H}_{ki}^{\text{m}}(\mathbf{r}_k), \quad (3)$$

где $\mathbf{H}_{ki}^{\text{m}}(\mathbf{r}_k)$ — магнитоостатическое поле в точке k -го слоя с радиус-вектором \mathbf{r}_k , порожденное магнитными зарядами в i -м слое:

$$\mathbf{H}_{ki}^{\text{m}}(\mathbf{r}_k) = - \int_{G_i} \text{div} \mathbf{M}_i(\mathbf{r}_i) \frac{\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_i}{|\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_i|^3} d\mathbf{r}_i + \int_{\partial G_i} (\mathbf{M}_i(\mathbf{r}_i) \cdot \mathbf{n}_i(\mathbf{r}_i)) \frac{\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_i}{|\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_i|^3} dS_i, \quad (4)$$

\mathbf{r}_i — радиус-вектор точки в i -ом слое, G_i — область, занятая i -м слоем, dS_i — элемент площади на граничной поверхности ∂G_i области G_i , \mathbf{n}_i — единичный вектор внешней нормали к ∂G_i ; формулы (3), (4) определяют линейный интегро-дифференциальный оператор, выражающий магнитоостатическое поле через распределение намагниченности:

$$\mathbf{H}^{\text{m}} = \mathcal{D} \mathbf{M}. \quad (5)$$

Далее, $\mathbf{H}_k^{\text{anis}}$ — поле анизотропии,

$$\mathbf{H}_k^{\text{anis}} = \frac{2K_k}{M_k^2} (\mathbf{M}_k, \mathbf{n}_k) \mathbf{n}_k, \quad (6)$$

K_k и \mathbf{n}_k — соответственно, константа анизотропии и единичный вектор, направленный по легкой оси намагниченности k -го магнитного слоя; $\mathbf{H}_k^{\text{exch-in-layer}}$ — поле внутрислойного обмена, которое вычисляется по формуле:

$$\mathbf{H}_k^{\text{exch-in-layer}} = \frac{2A_k}{M_k^2} \Delta \mathbf{M}_k, \quad (7)$$

A_k — константа внутрислойного обмена, Δ — двумерный оператор Лапласа; $\mathbf{H}_k^{\text{exch-inter-layer}}$ — поле межслойного обмена,

$$\mathbf{H}_k^{\text{exch-inter-layer}} = \sum_{s=k\pm 1} (A_k^{\text{bl}} \mathbf{M}_k - 2A_k^{\text{bq}} (\mathbf{M}_s, \mathbf{M}_k) \mathbf{M}_s), \quad (8)$$

$A_k^{\text{bl}}, A_k^{\text{bq}}$ — константы билинейного и биквадратичного обмена. Граничное условие имеет вид:

$$\left. \frac{\partial \mathbf{M}_k}{\partial \mathbf{n}} \right|_{\partial G_k} = 0, \quad (9)$$

где \mathbf{n} — вектор нормали к границе ∂G_k области G_k .

Для расчета вводится пространственная сетка в плоскости пленки и считается, что в каждой ячейке (i, j, k) вектор намагниченности M_{ijk} постоянен и приложен к центру ячейки. Используется симметричная пятиточечная аппроксимация для оператора Лапласа в формуле (7), а линейный оператор D в правой части формулы (5) при дискретизации переходит в матрицу $D(i - i', j - j', k - k')$, называемую матрицей размагничивания:

$$H_{ijk}^m = \sum_{i', j', k'} D(i - i', j - j', k - k') M_{i', j', k'}. \quad (10)$$

Наиболее трудоемкая с вычислительной точки зрения часть микромагнитного моделирования — вычисление магнитостатической составляющей эффективного поля. Для ускорения расчета магнитостатики был применен метод Быстрого преобразования Фурье.

Для решения уравнения Ландау-Лифшица (1) используется неявная схема интегрирования с линеаризацией приращения правой части, модифицированная с целью учета сохранения модуля вектора намагниченности. Полученное уравнение с помощью локально-одномерной схемы сводится к трем векторным уравнениям, которые решаются методом матричной прогонки.

В данной главе проведен детальный сравнительный анализ алгоритмов решения задач магнитостатики и магнитодинамики, основанных на использовании явной и неявной схем интегрирования уравнения Ландау-Лифшица. С помощью проведенного сравнительного анализа было показано, что применение неявной схемы интегрирования уравнения Ландау-Лифшица существенно увеличивает скорость сходимости при анализе стационарных распределений намагниченности и может конкурировать с явной схемой при изучении динамических переходных процессов.

Третья глава диссертации посвящена исследованию модельной задачи о перемагничивании сверхтонкой бесконечной магнитной полосы с нулевой анизотропией. В ней проводится сравнение результатов, полученных с помощью упрощенной модели, основанной на редуцированном уравнении Брауна с использованием асимптотики решения уравнения Пуассона, и результатов, полученных численным интегрированием уравнений Ландау-Лифшица с вычислением размагничивающего поля методом БПФ на каждом временном шагу.

Рассматриваемая полоса изображена на Рис. 1. Предполагается, что распределение намагниченности в полосе однородно по толщине и вдоль полосы, но неоднородно по ширине, а также — что вектор намагниченности лежит в плоскости полосы, так как нарушение этого условия приводит к сильному увеличению магнитостатической энергии.

При этих предположениях в стационарном случае уравнение Брауна для угла $\varphi = \varphi(x)$ (см. Рис. 1) имеет вид:

$$\varphi'' = h_x \sin \varphi - h_y \cos \varphi. \quad (11)$$

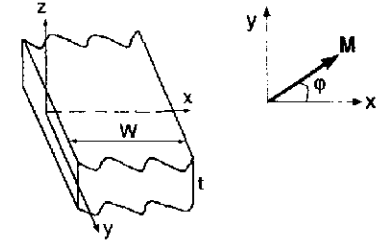


Рис. 1. Магнитная полоса и используемая координатная система.

где компонента магнитного поля h_x является суммой поля смещения h_x^0 и поля размагничивания h_x^D . Граничные условия имеют вид:

$$\varphi'(0) = \varphi'(W) = 0. \quad (12)$$

Поле размагничивания может быть вычислено с помощью решения уравнения Пуассона для магнитных зарядов, порожденных неоднородным распределением намагниченности поперек полосы и разрывом намагниченности на ее краях при $x = 0, W$:

$$h_x^D|_{z=0} = -2 \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{-t/2}^{t/2} \frac{d(\cos \varphi(x') \theta(x(W-x)))}{dx'} \frac{(x-x') dz'}{(x-x')^2 + (z')^2} \\ \approx_{t \rightarrow 0} -4 \cos \varphi(x) \left\{ \arctan \frac{t}{2x} + \arctan \frac{t}{2(W-x)} \right\},$$

где θ — тета-функция Хевисайда.

Решения задачи (11)–(12) были найдены методом "стрельбы". Анализ эволюции решений в зависимости от величины перемагничивающего поля h_y позволил получить ветви петли магнитного гистерезиса с помощью усреднения намагниченности поперек полосы (см. Рис. 2).

Устойчивость полученных ветвей была исследована прямым моделированием влияния возмущений и спектральным анализом уравнения в вариациях.

На Рис. 3 приведены петли гистерезиса, отвечающие симметричным конфигурациям намагниченности, для полос различной ширины. Устойчивые участки петель выделены на рисунке жирной линией.

Имеется критическая ширина (Рис. 3(с)) такая, что полосы с меньшей шириной имеют основную петлю гистерезиса прямоугольной формы. Внутри этой основной петли с увеличением ширины полосы появляются новые ветви гистерезиса. Устойчивые участки этих ветвей, отвечающие распределениям намагниченности с двусторонним закреплением намагниченности (или краевым пиннингом), определяют

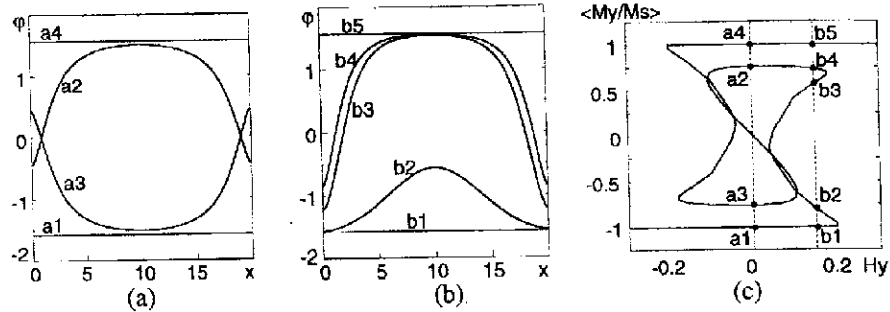


Рис. 2. (а) и (б) — симметричные решения задачи (11)–(12), отвечающие выделенным точкам на петле гистерезиса (с) для полосы с параметрами: $W = 20$, $t = 0.4$, $h_x^0 = 0$.

частные петли внутри основной петли гистерезиса. Когда ширина полосы начинает превышать критическую, форма основной петли меняется (Рис. 3(d)). На петле возникают два необратимых скачка намагниченности: из состояния с намагниченностью, противоположной внешнему магнитному полю h_y , в состояние с двусторонним краевым пиннингом, и из него — в насыщенное состояние с намагниченностью вдоль внешнего поля. При достаточно большом поперечном внешнем поле первый скачок намагниченности заменяется плавным переходом в состояние с краевым пиннингом.

Аналогичным образом были исследованы ветви гистерезисных петель, отвечающие несимметричным конфигурациям намагниченности. На Рис. 4(a) приведена полная петля гистерезиса, содержащая участки, отвечающие несимметричным конфигурациям намагниченности (сплошная линия).

Особый интерес представляют устойчивые участки, отвечающие распределениям намагниченности с односторонним краевым пиннингом, которые показаны на Рис. 4(b). Отметим, что возникновение несимметричных решений соответствует такой бифуркации редуцированных уравнений, когда из одного симметричного решения рождаются сразу три решения — одно симметричное и два несимметричных. Это отличается от бифуркации попарного слияния и исчезновения симметричных решений.

Процессы перемагничивания бесконечной тонкой полосы были исследованы также с помощью численного решения уравнения Ландау-Лифшица и двумерного уравнения магнитостатики. Такое моделирование позволяет получить только устойчивые участки петель гистерезиса. В результате исследований были получены три характерных типа петель, области существования которых показаны на диаграммах (Рис. 5).

Представленные результаты показывают, что обе модели качественно дают

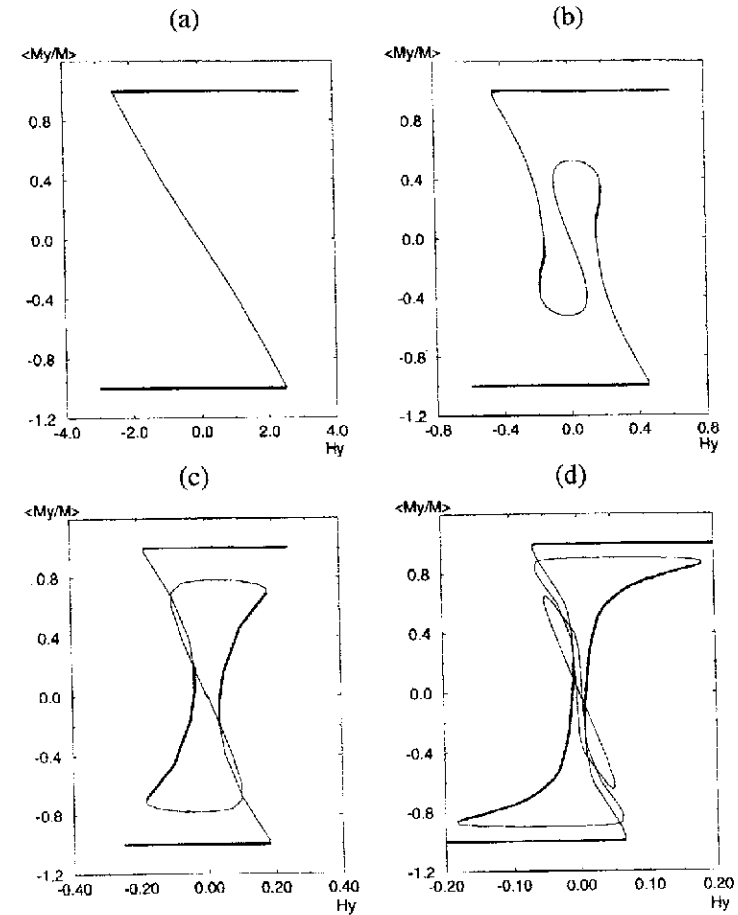


Рис. 3. Типичные петли гистерезиса, полученные с помощью редуцированной модели, для бесконечной полосы с фиксированной толщиной $t = 0.4$ и нулевым полем смещения при (а) $W = 2$, (б) $W = 10$, (с) $W = 22$, (д) $W = 50$ (для симметричных распределений намагниченности). Толстой линией выделены участки ветвей магнитного гистерезиса, соответствующие устойчивым распределениям намагниченности.

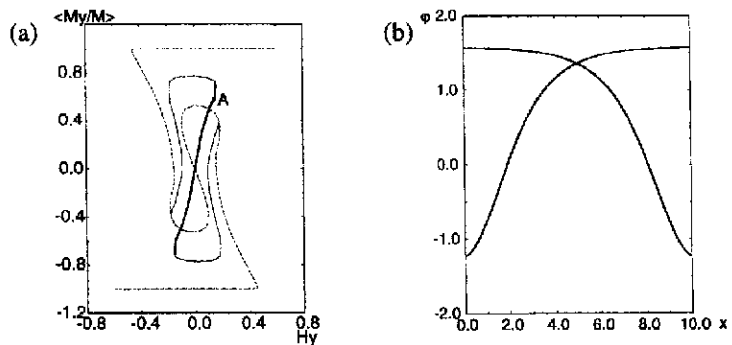


Рис. 4. Петля гистерезиса (а) и распределения намагниченности (б) с односторонним краевым пиннингом, отвечающие выделенной точке петли, для полосы с параметрами: $W = 10$, $t = 0.4$, $h_x^0 = 0$. Пунктирной линией показаны участки петли, отвечающие симметричным распределениям намагниченности, сплошной — несимметричным распределениям. Жирной линией выделены устойчивые участки петли гистерезиса для несимметричных распределений.

одинаковые результаты, однако редуцированная модель дает завышенные значения критических полей, что связано, в основном, с ограничением выхода намагниченности из плоскости пленки.

Глава 4 содержит основные результаты исследования процессов перемагничивания сверхтонких субмикронных однослойных элементов, полученные с помощью численного моделирования.

В данной работе исследования проводились в основном для магнитомягких материалов (с малой магнитной анизотропией). Полученные результаты приведены для элементов с магнитными параметрами пермаллоя:

$$M = 800-1000 \text{ Гс}, \quad K = 0-1000 \text{ эрг/см}^3, \quad A \sim 10^{-6} \text{ эрг/см}.$$

Все полученные результаты можно распространить (качественно и с небольшой погрешностью — количественно) на элементы из магнитомягких материалов с другими магнитными и геометрическими параметрами в силу следующего закона подобия.

Если в качестве масштаба длины взять обменную длину $\sqrt{A/M}$, а в качестве масштаба времени — величину $1/\gamma M$, то динамика и статика намагничивания двух элементов, удовлетворяющих условиям

$$\frac{H_1}{M_1} = \frac{H_2}{M_2}, \quad \frac{K_1}{M_1^2} = \frac{K_2}{M_2^2},$$

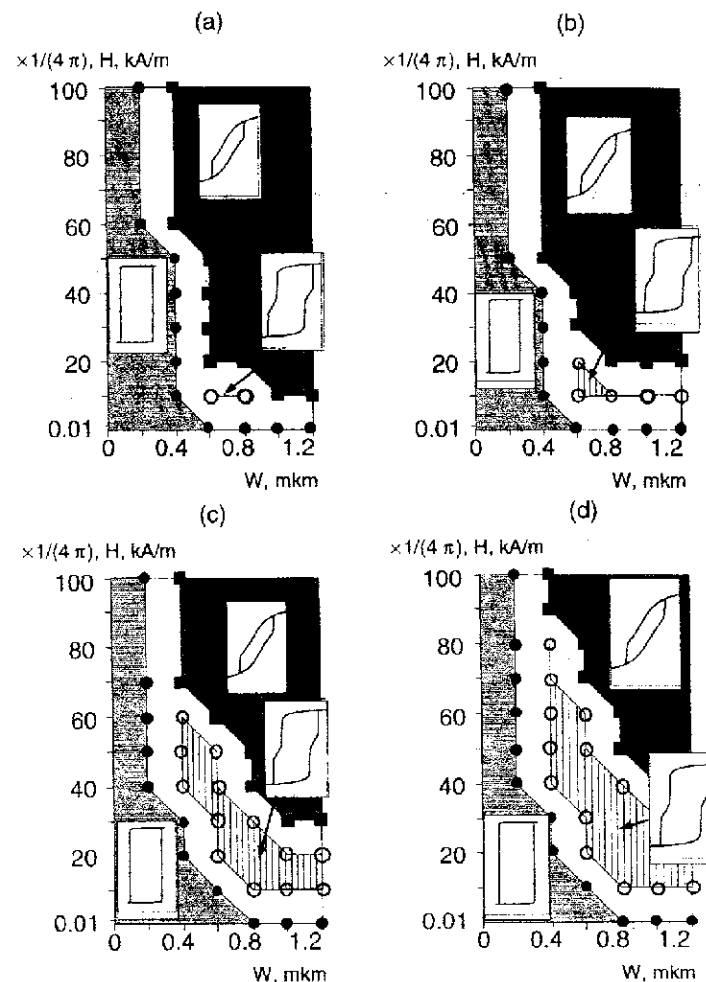


Рис. 5. Области существования различных типов гистерезисных петель, для бесконечной полосы с намагниченностью 800 Гс, анизотропией 1000 эрг/см³ для толщины (а) 1 нм, (б) 2 нм, (с) 3.5 нм, (д) 5 нм. По оси абсцисс отложена ширина полосы, по оси ординат — поле смещения.

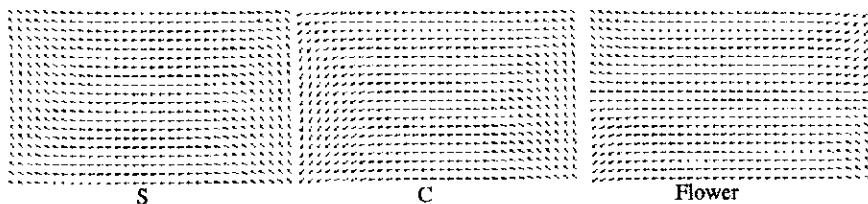


Рис. 6. Основные остаточные конфигурации намагниченности однослойного прямоугольного элемента.

численно совпадают, если отношения размеров этих элементов к обменным длинам совпадают. Здесь M_i , K_i , H_i — намагниченность насыщения, константа анизотропии и внешнее магнитное поле для i -го элемента. Таким образом, в случае нулевой анизотропии моделирование элементов с произвольными магнитными параметрами M , A сводится к моделированию элементов с фиксированными параметрами M_0 , A_0 с пересчетом размеров, внешних магнитных полей и характерных времен перемагничивания согласно приведенным выше соотношениям.

Перейдем теперь к изложению основных результатов главы. Были исследованы сверхтонкие частицы, толщина которых не превышает обменной длины. Намагниченность таких частиц однородна по толщине. Моделирование показало, что для рассматриваемых микронных и субмикронных размеров элементов остаточные состояния являются квазипланодемонными (нет резко выраженных доменных границ), в то время как конфигурация намагниченности, возникающие в процессе перемагничивания, могут обладать отчетливо выраженной доменной структурой. Именно в силу последнего обстоятельства планодемонная модель перемагничивания не является адекватной даже для столь малых частиц.

Для элементов, форма которых близка к прямоугольной, магнитостатическое закрепление намагниченности на торцах приводит к существованию двух основных остаточных конфигураций намагниченности: так называемых С- и S-состояний. В S-состоянии поперечные компоненты вектора намагниченности на противоположных торцах частицы параллельны, в С-состоянии — антипараллельны (см. Рис. 6). Представленное на этом рисунке состояние типа «цветок» (flower) для рассматриваемых элементов энергетически менее выгодно при отсутствии внешнего поля (см. Рис. 7) и реализуется обычно в достаточно больших внешних полях. Отметим, что С-конфигурация перестает существовать при уменьшении ширины элемента; при дальнейшем уменьшении размеров частица становится планодемонной. Для элементов другой формы, у которых плоские торцы отсутствуют или малы, единственной остаточной конфигурацией является flower.

С наличием С- и S конфигураций намагниченности связаны соответствующие моды перемагничивания. Для узких элементов петли магнитного гистерезиса в этих модах имеют прямоугольную форму и практически совпадают. При увеличении

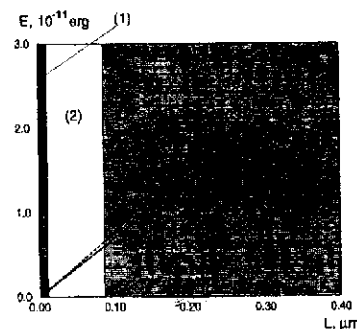


Рис. 7. Энергии С-, S- и flower- остаточных состояний — E_C , E_S , E_F — для квадратного элемента $L \times L$ толщиной 40 \AA . (1) — размеры, при которых частица является однодоменной; (2) — размеры, при которых существуют S- и flower- остаточные состояния, но не существует С-состояние; (3) — размеры, при которых существуют все три остаточных состояния (С, S, flower).

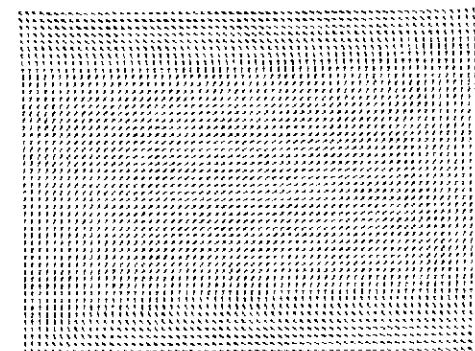


Рис. 8. Распределение намагниченности с краевым пиннингом.

ширины элемента гистерезисные кривые для обеих мод перемагничивания усложняются. Магнитостатическое закрепление намагниченности вдоль длинных сторон частицы (красовой пиннинг — см. Рис. 8), возникающее в S-моду перемагничивания, приводит к появлению дополнительных скачков на петле гистерезиса. Как и в случае бесконечной полосы, этот эффект начинает проявляться при увеличении ширины элемента и поля смещения. Диаграммы существования различных типов петель гистерезиса в зависимости от ширины элемента и поля смещения приведены на Рис. 9.

В решетке сверхтонких элементов с дисперсией параметров краевой пиннинг

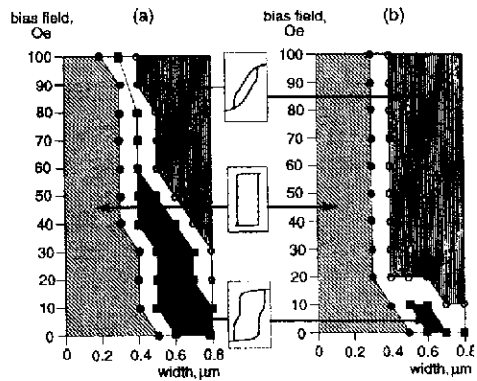


Рис. 9. Диаграммы существования трех типов петель гистерезиса в зависимости от ширины элемента и поля смещения для однослойных прямоугольных пермаллоевых частиц длиной 0.8 мкм и толщиной а) 60 Å, б) 20 Å.

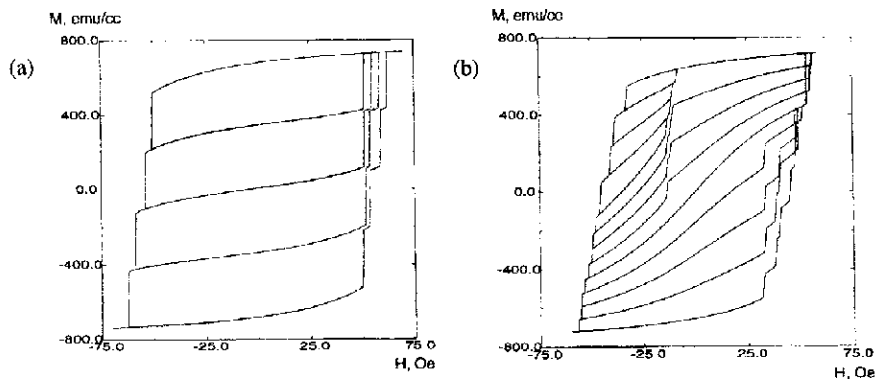


Рис. 10. Частные петли гистерезиса для матрицы из четырех пермаллоевых элементов 0.8 мкм × 0.5 мкм толщиной 40 Å с дисперсией анизотропии. Размер матрицы 3.2 мкм × 2 мкм. Поле смещения: а) 8 Э, б) 20 Э.

приводит к кардинальной смене вида частных петель при изменении поля смещения (см. Рис. 10), что согласуется с экспериментальными данными [1].

Отметим, что в сверхтонких элементах не существует вихревых мод перемагничивания, характерных для более толстых частиц.

При увеличении анизотропии в S-моду перемагничивания на основной петле гистерезиса не реализуются состояния с красным пиннингом. При дальнейшем увеличении анизотропии, когда ее вклад в эффективное поле начинает превышать поле

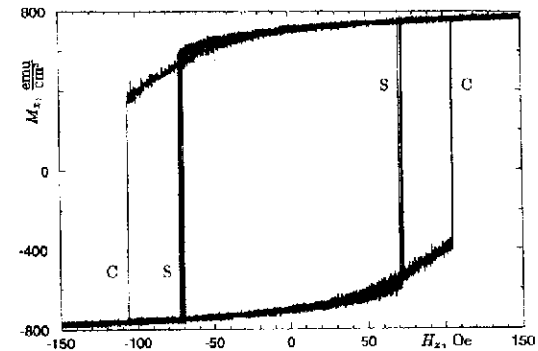


Рис. 11. Циклы магнитного гистерезиса пермаллоевой прямоугольной частицы размером $400 \times 250 \times 4 \text{ нм}^3$ при комнатной температуре в переменном магнитном поле $H = H_0 \cos(2\pi t/t_0)$ при $t_0 = 2 \text{ мкс}$ и поле смещения 1.5 Э.

размагничивания, C- и S-моды перемагничивания перестают существовать, а единственным остаточным состоянием становится flowlet.

В этой же главе представлены результаты исследования влияния термофлуктуаций на процессы перемагничивания однослойных частиц. Был использован динамический подход, заключающийся во введении в каждой ячейке пространственной сетки добавки к эффективному полю в виде дискретного по времени гауссовского белого шума с дисперсией $\sigma^2 = 2kT\alpha/(\gamma v M \delta t)$, где k — постоянная Больцмана, T — температура, v — объем элементарной ячейки, δt — временной шаг. Флуктуационные поля в различных ячейках предполагались некоррелированными. В результате численного моделирования было обнаружено, что в случаях, когда C- и S-конфигурации намагниченности близки по энергии, и энергетический барьер между ними мал, могут происходить взаимные трансформации мод перемагничивания. При многократном циклировании по петле гистерезиса случайным образом воспроизводятся петли и участки петель, соответствующие различным модам перемагничивания. Если коэрцитивности элемента в C- и S-модах существенно различаются, такие трансформации приводят к сильной нестабильности петли гистерезиса (см. Рис. 11) задолго до достижения порога Нееля-Брауна [2, 3].

Глава 5 содержит результаты по перемагничиванию трехслойных структур, состоящих из двух магнитных слоев, разделенных немагнитным слоем, а также для пятислойных структур специального вида, состоящих из двух магнито жестких слоев и магнитомягкого слоя, разделенных немагнитными слоями.

Перемагничивание трехслойных структур является более сложным, чем перемагничивание отдельных составляющих ее магнитных слоев из-за магнито статического взаимодействия между слоями. Когда слой в трехслойной структуре имеют

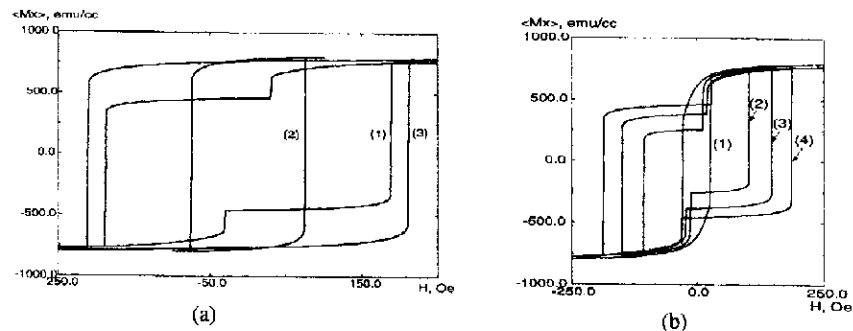


Рис. 12. Петли гистерезиса намагниченности прямоугольных пермаллоевых элементов $0.8 \text{ мкм} \times 0.2 \text{ мкм}$: (а) для трехслойного элемента с магнитными слоями 20 \AA , 80 \AA , разделенными немагнитным слоем 20 \AA — (1) и для отдельных слоев 20 \AA (2) и 80 \AA (3); (б) для трехслойных элементов с первым магнитным слоем 20 \AA , немагнитным слоем 20 \AA и вторым магнитным слоем (1) 20 \AA , (2) 40 \AA , (3) 60 \AA , (4) 80 \AA .

разную толщину, магнитостатическое поле, созданное толстым слоем, действует на тонкий слой, уменьшая его коэрцитивность. Это действие тем больше, чем больше разница между толщинами слоев. При этом перемагничивание тонкого слоя может происходить уже при отрицательных полях (см. Рис. 12).

Несмотря на сильное отличие процессов перемагничивания в трехслойных и однослойных структурах, все основные эффекты, обнаруженные при изучении однослойных элементов, имеют место и в трехслойных. В трехслойных пленках, форма которых близка к прямоугольной, также существуют С- и S-конфигурации остаточной намагниченности и соответствующее им моды перемагничивания. Для узких элементов петли гистерезиса намагниченности в обеих модах имеют простую форму и близки по коэрцитивности. При увеличении ширины элемента петли гистерезиса существенно усложняются и расходятся для обеих мод. В S-мод перемагничивания в слоях трехслойной структуры могут наблюдаться состояния с красивым пиннингом, аналогичные состояниям однослойной частицы.

В трехслойных элементах прямоугольной формы могут происходить взаимные трансформации мод перемагничивания под действием тепловых флуктуаций (см. Рис. 13), приводящие к сильной тепловой неустойчивости петли гистерезиса. Для подавления этого эффекта нужно использовать элементы с заостренными торцами или узкие прямоугольные элементы.

В результате исследования трехслойных структур были найдены магнитные и геометрические параметры, оптимальные для использования таких структур в каче-

стве элементов магнитной памяти. Был проведен расчет параметров трехслойного элемента магниторезистивной памяти с плотностью записи 1.3 Гбит/см^2 :

размеры элемента:	$0.4 \text{ мкм} \times 0.1 \text{ мкм}$;
толщины слоев:	10 \AA , 10 \AA , 15 \AA ;
время переключения элемента:	4 нс ;
ток записи:	20 мА ;
разность сопротивлений при считывании 0 и 1:	6 Ом .

Было показано, что магнитостатическое взаимодействие между элементами в решетке и магнитное действие токов записи от соседних шип не препятствуют реализации магнитной памяти на spin-valve структурах с такой плотностью записи. Для окончательного определения предельной плотности записи необходимо, однако, рассмотреть динамическое взаимодействие элементов (включая взаимную индукцию шип).

Перемагничивание мягкого магнитного слоя в пятислойной структуре, состоящей из двух магнито жестких (намагниченных в противоположные стороны), одного магнитомягкого и двух разделяющих немагнитных слоев, достаточно близко к перемагничиванию аналогичного однослойного элемента, так как магнитостатические поля закрепленных слоев компенсируют друг друга. Кроме того, при этом минимизируется магнитостатическое влияние на соседние элементы. Все это делает данную структуру весьма перспективной с точки зрения изготовления элементов магнитной памяти.

Результаты проведенного численного моделирования достаточно хорошо совпадают с опубликованными экспериментальными данными. На Рис. 14 приведены результаты сравнения рассчитанных полей коэрцитивности для трехслойных структур с экспериментальными данными [4].

В **Заключении** сформулированы основные результаты и выводы диссертационной работы.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ ДИССЕРТАЦИИ

1) Разработаны алгоритмы численного исследования эволюции и точек покоя системы Ландау-Лифшица в пространстве распределений намагниченности. Проведен подробный численный анализ этой системы для областей с толщиной, не превышающей обменной длины, и слоистых структур. Полученные результаты указывают на корректность соответствующей смешанной задачи.

2) С помощью редуцированной системы, использующей асимптотику решения уравнения Пуассона для магнитостатического поля, проведено исследование процессов неоднородного перемагничивания бесконечной сверхтонкой полосы. Обнаружены новые ветви полных и частных петель гистерезиса. Предсказан и детально изучен эффект краевого закрепления спинов в полосе. Результаты подтверждены численным решением уравнений Ландау-Лифшица совместно с уравнением Пуассона.

3) С помощью численного решения уравнений Ландау-Лифшица исследованы особенности перемагничивания сверхтонких субмикронных частиц. Показано, что

$$M_S = 800 \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}, \quad A = 10^6 \frac{\text{erg}}{\text{cm}},$$

$$K = 1000 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}, \quad \alpha = 0.01.$$

Grid: 32×16 , $\Delta t = 0.5 \text{ ps}$.

$$T = 300 \text{ K}, \quad H_y^{\text{ext}} = 0, \quad H_x^{\text{ext}} = 110 \cos(2\pi t/\tau) \text{ Oe}, \quad \tau = 2 \mu\text{s}$$

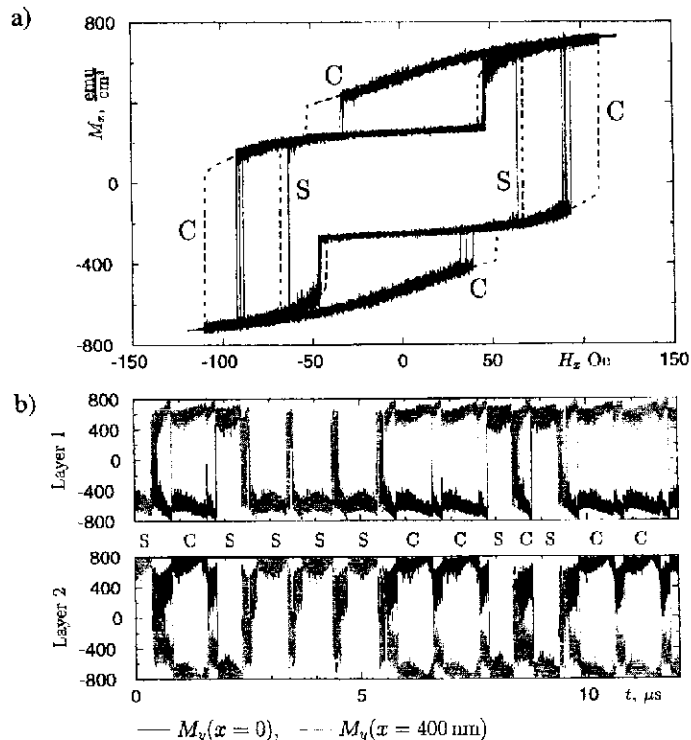
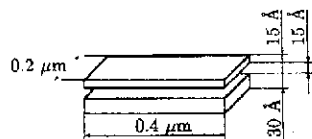


Рис. 13. а) Циклы магнитного гистерезиса трехслойного элемента, параметры которого приведены на рисунке, при учете тепловых флуктуаций. б) Временная зависимость поперечных компонент намагниченности на торцах магнитных слоев. Черным цветом показана зависимость поперечной компоненты намагниченности на левом торце элемента, серым — на правом торце.

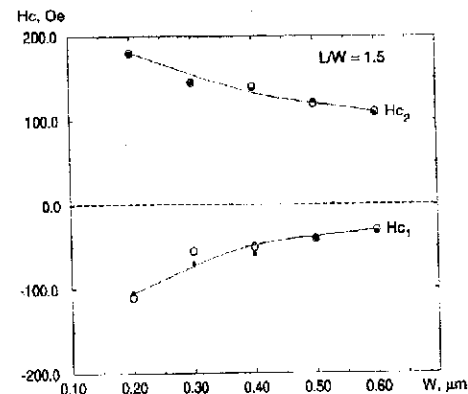


Рис. 14. Зависимость коэрцитивности тонкого и толстого слоев (H_{c1} и H_{c2} , соответственно) от ширины трехслойного элемента $\text{NiFeCo}(40 \text{ \AA})/\text{Cu}(40 \text{ \AA})/\text{NiFeCo}(60 \text{ \AA})$ при фиксированном отношении сторон, равном 1.5. Незакрашенные кружки отвечают экспериментальным данным, черные кружки — симулированные значения. Параметры симулирования: намагниченность насыщения 980 Гс, константа анизотропии $3 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^3$, константа обмена 10^{-6} эрг/см , межслойный обмен нулевой.

магнитостатическое закрепление спинов на краях таких частиц приводит к многомо-
дovому характеру перемагничивания и возникновению эффекта краевого пиннинга.
Получены диаграммы областей существования различных видов гистерезисных пет-
тель.

4) Открыт эффект термоактивационной взаимной трансформации мод пере-
магничивания, приводящий к сильной тепловой нестабильности петли гистерезиса.
Найдены условия подавления этой нестабильности.

5) Проведены расчеты параметров элемента магниторезистивной памяти. По-
казано, что магнитостатическое взаимодействие между элементами в решетке и маг-
нитное действие токов записи от соседних шин не препятствуют созданию магнитной
памяти с плотностью записи 1.3 Гбит/см^2 .

Цитируемая литература.

1. Shi, J., Tehrani, S. Edge pinning during magnetization reversal in submicron magnetic structures. // Report to 44th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials, November 15-18, 1999; San Jose, CA
2. Neel L. // Ann. Geophys. — 1949. — V.5. — P.99
3. Brown, W.F., Jr. Thermal fluctuations of a single-domain particle // Phys. Rev. — 1963. — V.130. No.5 — P.1677-1686

4. *Zhu, T., Shi, J., Nordquist, K., Tehrani, S., Durlam, M., Chen, E., Goronkin, H.* Switching characteristics of submicron dimension permalloy sandwich films. // IEEE Trans. on Magn. — 1997. — V.33. — No.5. — P.3601-3603

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. *Golubev L. V., Kirin D. V., Polozov A. Yu., Popkov A. F., Red'ko V. G., Vorotnikova N. V., Zvezdin K. A.* Modeling of submicron magnetic element switching. — in: *Proceedings of IPT*, v. 13 (Modeling and simulation of submicron technology and devices. II). // Moscow: Nauka, Fizmatlit. — 1997. P.9-15
2. *Воротникова Н.В., Звездин К.А., Полозов А.Ю., Попков А.Ф., Редько В.Г.* Особенности неоднородного перемагничивания обменно связанных плёнок малого размера. // Тезисы доклада на XVI международной школе-семинаре "Новые магнитные материалы микроэлектроники", 23-26 июня 1998 г., Москва. Часть II. — Москва. — 1998. — С. 553.
3. *Воротникова Н.В., Звездин К.А., Полозов А.Ю., Попков А.Ф., Редько В.Г.* Влияние магнитных неоднородностей на перемагничивание магниторезистивных элементов памяти. // Тезисы доклада на XVI международной школе-семинаре "Новые магнитные материалы микроэлектроники", 23-26 июня 1998 г., Москва. Часть II. — Москва. — 1998. — С. 486-487.
4. *Воротникова Н.В., Полозов А.Ю., Попков А.Ф., Савченко Л.Л., Яиченко М.В.* Особенности перемагничивания однослойных субмикронных элементов магнитной памяти. // Тезисы доклада на XXI научной конференции МФТИ "Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук", 27-28 ноября 1998, Долгопрудный. Часть I. — Москва. — 1998. — С. 134.
5. *Попков А.Ф., Воротникова Н.В., Полозов А.Ю.* Численное интегрирование уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта. // Математическое моделирование. — 1999. — Т.11. — №9. — С.54-70
6. *А. Ф. Попков, Л. Л. Савченко, Н. В. Воротникова.* Термоактивационная трансформация мод перемагничивания сверхтонких наночастиц. // Письма в ЖЭТФ. — 1999. Т.69. — Вып.8. — С.555-560
7. *Popkov, A.F., Savchenko, L.L., Vorotnikova, N.V.* Edge pinning effects and giant thermal instability of magnetization hysteresis loops in thin nano-scale magnets. // *Acta physica polonica A*. — 2000. — V.97. — No.1(2) (Proceedings of the European Conference "Physics of Magnetism 99, Poznań 1999)
8. *Savchenko, L.L., Popkov, A.F., Vorotnikova, N.V.* Thermoactivated transformation of magnetization modes in super thin nano scaled particles. // *Proceedings of the International Symposium on Magnetism, Moscow, 1999, June 20-24.* — M.:Moscow State University publishers. — 1999
9. *Vorotnikova, N.V., Popkov, A.F., Savchenko, L.L.* Magnetization hysteresis loops and the edge pinning effect in nano-scale single and coupled super-thin magnets. // *Proceedings of the International Symposium on Magnetism, Moscow, 1999, June 20-24.* — M.:Moscow State University publishers. — 1999

Издательство ООО "МАКС Пресс"
Лицензия ИД N 00510 от 01.12.99 г.
Подписано к печати 15.11.2000 г.
Усл.печ.л. 1,25. Тираж 70 экз. Заказ 647.
Тел. 939-3890, 939-3891, 928-1042. Тел./Факс 939-3891.
119899, Москва, Воробьевы горы, МГУ.

Воротникова Н.В.