

01;11;12

## Компьютерное моделирование магнитно-силовой микроскопии изображений в рамках статической модели распределения намагниченности и диполь-дипольного взаимодействия

© Д.В. Овчинников,<sup>1</sup> А.А. Бухараев

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского РАН,  
420029, Казань, Россия  
e-mail: dovchinnikov@dionis.kfti.knc.ru

(Поступило в Редакцию 9 августа 2000 г.)

Описан алгоритм компьютерного моделирования изображений магнитно-силовой микроскопии (MFM), основанный на формализме Брауна, учитывающий форму и магнитные свойства MFM-иглы и исследуемого образца. Проведен анализ устойчивости и работоспособности разработанного метода компьютерного анализа на примере моделирования MFM-изображения от точечного магнитного диполя в случае, когда MFM-игла аппроксимируется немагнитным усеченным конусом с тонким однородно намагниченным магнитным покрытием. На основании компьютерного моделирования MFM-изображений от точечного магнитного диполя получены оптимальные параметры для MFM-зонда.

### Введение

В последние десятилетия идет интенсивный поиск новых сред для записи и хранения информации. Несмотря на большие успехи в области оптических методов записи, магнитные структуры микронных и субмикронных размеров продолжают вызывать огромный интерес в связи с потенциальной возможностью их использования для создания квантовых магнитных дисков и других сред для магнитной записи информации со сверхвысокой плотностью [1,2].

Для исследования свойств таких объектов, созданных на поверхности или в приповерхностном слое твердых тел, все чаще применяются методы сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ) [3,4]. Главным регистрирующим элементом таких микроскопов является кантилевер — гибкая консоль с острой иглой-зондом, закрепленной на ее кончике, а изображения в СЗМ получаются в результате взаимодействий кончика иглы с поверхностными структурами. Существенно, что при изучении топографии поверхности исследуемых образцов в режиме атомно-силовой микроскопии (AFM — magnetic force microscopy), когда игла микроскопа касается поверхности, получаемое изображение представляет собой свертку формы иглы и рельефа поверхности (эффект конволюции), что приводит к значительным искажениям в отображении топографии поверхности. Этот эффект связан с тем, что в разных точках сканируемой поверхности данное касание происходит различными участками поверхности иглы. Для решения данной проблемы проводят компьютерный анализ экспериментальных АСМ изображений, основанный на специальных алгоритмах деконволюции, позволяющих существенно уменьшить искажения [5,6].

При использовании магнитных зондов, т.е. в режиме магнитно-силовой микроскопии (MFM), можно изучать магнитные свойства поверхностных структур с субмикронным разрешением [4,7]. С помощью двухпроходной

методики и "лифтинг-режима" работы MF-микроскопа можно получать одновременно и топографию участка поверхности исследуемого образца, и магнитный образ того же участка. Суть "лифтинг-режима" заключается в том, что игла проходит над одним и тем же участком дважды: во время первого прохода происходит касание с поверхностью, профиль которой запоминается, а во время второго прохода игла, поднявшись на заданную высоту, движется по запомненной траектории, реагируя уже только на магнитные взаимодействия. Получаемый магнитный контраст будет соответствовать карте сил магнитного взаимодействия между поверхностными структурами и иглой для *dc*-режима (кантилевер не колеблется) работы микроскопа или будет отражать распределение градиента сил магнитного взаимодействия зонд-поверхность в случае *dc*-режима (кантилевер колеблется на своей собственной частоте) [4].

Магнитные взаимодействия являются дальнедействующими, поэтому вклад иглы микроскопа в формирование MFM-изображений становится еще более существенным. Следовательно, необходим анализ данных, получаемых с помощью MFM, позволяющий учесть влияние используемой иглы. Причем влияние иглы может быть как за счет формы кончика самого зонда и магнитной части его [8], так и за счет его магнитных свойств, в том числе через распределение намагниченности по объему магнитной части [9,10]. Геометрическую форму кончика иглы используемого зонда можно определить с помощью специальных алгоритмов деконволюции, используя знание формы исследуемой поверхности или тестовые образцы с известными геометрическими параметрами [5,6]. Определение распределения намагниченности по объему магнитной части MFM-иглы является более сложной задачей, хотя в большинстве случаев можно говорить об однородном намагничивании иглы с общим магнитным моментом, направленным вдоль оси зонда.

Анализ данных MFM экспериментов подразумевает компьютерное моделирование MFM-изображений, основу которого составляет расчет взаимодействия иглы с магнитным полем, создаваемым поверхностными структурами исследуемого образца. В литературе встечаются описания алгоритмов деконволюции для экспериментальных MFM-изображений (например, с применением фурье-анализа производится попытка извлечь "истинное" магнитное изображение, которое должно отражать информацию только о полюсах и доменных стенках исследуемого образца [11]), однако большинство исследователей применяют алгоритмы прямого моделирования MFM-изображений на основе предполагаемой модели геометрических и магнитных характеристик иглы и исследуемого участка поверхности. Исторически сложилось, что на этапе становления метода MFM основными объектами исследований стали различные магнитные тонкие пленки, применяемые в качестве рабочей среды в различных магнитных носителях информации. После записи цифровой информации одного типа (1 или 0) на такой носитель его магнитная структура становится периодической. Магнитное поле над таким образцом можно оценить аналитически путем интегрирования по объему образца [12–15] или на основе фурье-анализа [16]. Аналитический подход также возможен и для некоторых других частных случаев, например для отдельной доменной стенки [17,18]. В грубом приближении иглу микроскопа можно рассматривать как точечный магнитный диполь и магнитное взаимодействие иглы с поверхностью образца посчитать, используя формулу взаимодействия точечного диполя с магнитным полем [12,13,16,17,19] или формализм функций Грина [20]. Однако кончик иглы микроскопа, реально участвующий в магнитном взаимодействии с поверхностью, достаточно большой. Следовательно, аппроксимация магнитной части иглы геометрической фигурой, форма которой более близка к реальным экспериментальным иглам [14,15,18,21,22], может дать результаты компьютерного моделирования, больше соответствующие экспериментальным данным. При этом расчеты магнитного взаимодействия иглы-образца могут быть основаны на интегрировании по объему магнитной части зонда. Однако аналитическое интегрирование можно провести только для ограниченного набора геометрических форм иглы, поэтому для облегчения расчетов интегрирование заменяют суммированием по малым частям, на которые делится исходный магнитный объем зонда, т.е. производится переход к формализму Брауна [22,23]. Данный подход особо интересен тем, что при моделировании MFM-изображений можно учитывать динамические магнитные процессы, связанные с изменением структуры намагниченности иглы или образца по причине их взаимного влияния друг на друга [24]. Такой подход требует значительных вычислительных ресурсов, поэтому большого практического применения для анализа MFM-изображений этот метод компьютерного анализа пока не получил.

В рамках данной работы впервые проводится подробный анализ возможностей и ограничений применения формализма Брауна для компьютерного моделирования MFM-изображений. Другой целью настоящей работы являлось определение с помощью разработанного алгоритма и численных экспериментов оптимальных параметров MFM-иглы, которые бы обеспечивали наилучшее соотношение между пространственным разрешением и чувствительностью магнитного силового микроскопа.

## Описание алгоритма расчета магнитного взаимодействия между MFM-зондом и поверхностью исследуемого образца

При отсутствии наведенных токов градиент сил магнитного взаимодействия между MFM-иглой и поверхностью образца в данной точке расположения зонда микроскопа  $\mathbf{r}$  в системе координат, связанной с образцом, будет вычисляться по формуле

$$\frac{\partial}{\partial z} F_z(\mathbf{r}) = \frac{\partial}{\partial z} \iiint_{\text{tip volume}} (\mathbf{M}_i(\mathbf{r}_i) \nabla) H_z(\mathbf{r} + \mathbf{r}_i) dV_i, \quad (1)$$

где  $\mathbf{M}_i(\mathbf{r}_i)$  — удельная намагниченность магнитного материала иглы в точке  $\mathbf{r}_i$  в системе координат, связанной с иглой;  $H_z(\mathbf{r} + \mathbf{r}_i)$  — поле, создаваемое образцом в этой точке в системе координат, связанной с образцом;  $\nabla$  — оператор набла.

Магнитные объемы иглы и образца разбиваются на малые области согласно формализму Брауна. Размеры этих областей должны быть больше, чем расстояния, на которых уже неважны атомные процессы, но в то же время достаточно малые, чтобы на них еще можно адекватно характеризовать локальное поведение твердого тела. Для простоты расчетов все области имеют одинаковые размеры и, следовательно, объем. Каждый элемент дискретизации имеет форму куба и аппроксимируется, т.е. заменяется точечным магнитным диполем с магнитным моментом,

$$\mathbf{m}_i^j = \mathbf{M}_i V_i^j, \quad (2)$$

где  $V_i^j$  — объем элемента дискретизации.

Для упрощения расчетов не учитывают взаимное влияние иглы и образца на структуру намагниченности друг друга во время движения зонда над исследуемой поверхностью, т.е. расчет идет в рамках предположения об абсолютной магнитной жесткости иглы и образца — статическая модель намагниченности. Кроме того, предполагается, что между областями иглы и образца имеется только диполь-дипольное взаимодействие, когда  $j$ -й диполь образца, расположенный в точке  $\mathbf{r}_i^j$ , создает

в точке расположения  $i$ -го диполя иглы магнитное поле

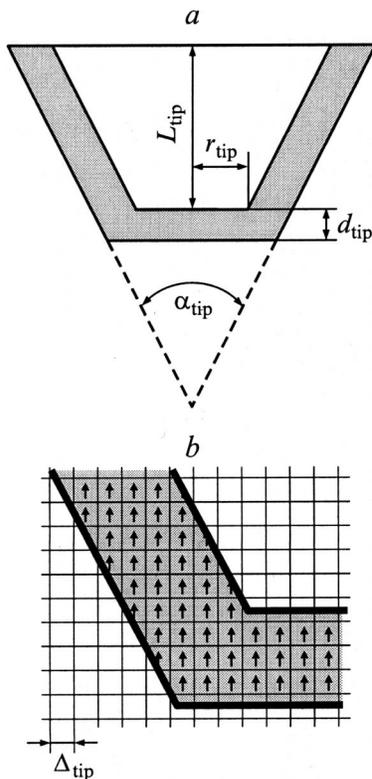
$$H_z^{ij}(\mathbf{r} + \mathbf{r}_t^i - \mathbf{r}_s^j) = \frac{3(z + z_t^i - z_s^j)(\mathbf{m}_s^j \cdot (\mathbf{r} + \mathbf{r}_t^i - \mathbf{r}_s^j))}{|\mathbf{r} + \mathbf{r}_t^i - \mathbf{r}_s^j|^5} - \frac{m_{sz}^j}{|\mathbf{r} + \mathbf{r}_t^i - \mathbf{r}_s^j|^3}, \quad (3)$$

где  $\mathbf{m}_s^j$  — магнитный момент  $j$ -го элемента дискретизации образца.

В результате интегрирование в формуле (1) можно заменить на суммирование, что приводит к упрощению и универсализации вычислительного процесса, т.е. алгоритм расчетов не будет зависеть от форм магнитных структур и распределения намагниченности иглы микроскопа и поверхности исследуемого образца,

$$\frac{\partial}{\partial z} F_z(\mathbf{r}) = \sum_{\substack{t\text{-tip} \\ j\text{-sample}}} \left( (\mathbf{m}_t^i \nabla) \frac{\partial}{\partial z} H_z^{ij}(\mathbf{r} + \mathbf{r}_t^i - \mathbf{r}_s^j) \right). \quad (4)$$

Расчеты проводились для трехмерного случая. Игла микроскопа аппроксимировалась немагнитным усеченным конусом с нанесенным на него магнитным по-



**Рис. 1.** Аппроксимация MFM-зонда усеченным немагнитным конусом с нанесенным тонким магнитным покрытием. *a* — главное сечение трехмерного модельного усеченного конуса с углом сходимости  $\alpha_{\text{tip}}$ , длиной  $L_{\text{tip}}$  и радиусом усеченной части  $r_{\text{tip}}$  с магнитным покрытием толщиной  $d_{\text{tip}}$ ; *b* — схема разбиения магнитной части зонда на равные малые области линейным размером  $\Delta_{\text{tip}}$ , аппроксимируемые точечными магнитными диполями.

крытием (рис 1, *a*). Такая аппроксимация хорошо описывает иглы, часто используемые для MFM-исследований [25,26]. Для моделирования процесса сканирования в MFM виртуальная игла микроскопа последовательно помещается в разные точки пространства над виртуальной поверхностью. Движение иглы происходит согласно "лифтинг-режиму" работы микроскопа с учетом эффекта конволюции, т.е. учитывается геометрическая форма иглы при сканировании топографии поверхности во время первого прохода, что сказывается на траектории движения иглы во время второго прохода.

## Оценка эффективных параметров дискретизации MFM-зонда

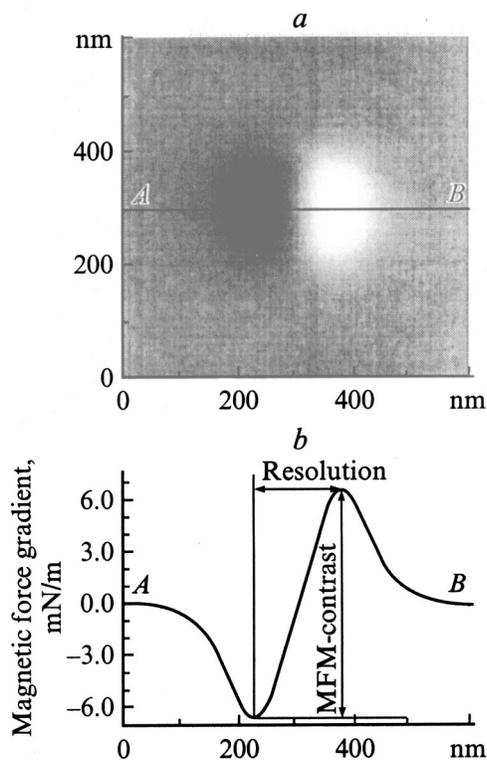
Переход от интегрирования к суммированию приводит к появлению ошибки дискретизации в расчетах магнитного взаимодействия игла-образец. Эта ошибка в первую очередь зависит от размера области разбиения  $\Delta_{\text{tip}}$  (рис. 1, *b*), т.е. чем меньше размер области дискретизации, тем меньше получаемая ошибка. Однако с уменьшением размера области разбиения увеличивается их количество, что ведет к резкому увеличению времени расчетов и требований к системным ресурсам машины, в частности к объему оперативной памяти.

Были произведены исследования по изучению зависимости параметров модельных изображений от величины  $\Delta_{\text{tip}}$ . В качестве образца был выбран одиночный точечный диполь, помещенный в центр области сканирования, направленный вдоль плоскости образца, с величиной магнитного момента  $\sim 2.14 \cdot 10^{-13}$  Gs (аппроксимация железного кубика с линейным размером 50 nm точечным магнитным диполем), в то время как игла считается однородно намагниченной вдоль оси своей симметрии. Типичное модельное MFM-изображение точечного диполя при данных параметрах представлено на рис. 2, *a*. В качестве анализируемых параметров далее будут рассматриваться величина MFM-контраста, которая характеризует чувствительность микроскопа, и разрешение, от которого зависит разрешающая способность. Разрешение определяется как расстояние между двумя такими положениями MFM-иглы, в которых градиент сил магнитного взаимодействия максимален и минимален на профиле MFM-изображения вдоль направления магнитного момента точечного диполя, а MFM-контраст равен разности между этими двумя значениями градиента сил магнитного взаимодействия (рис. 2, *b*).

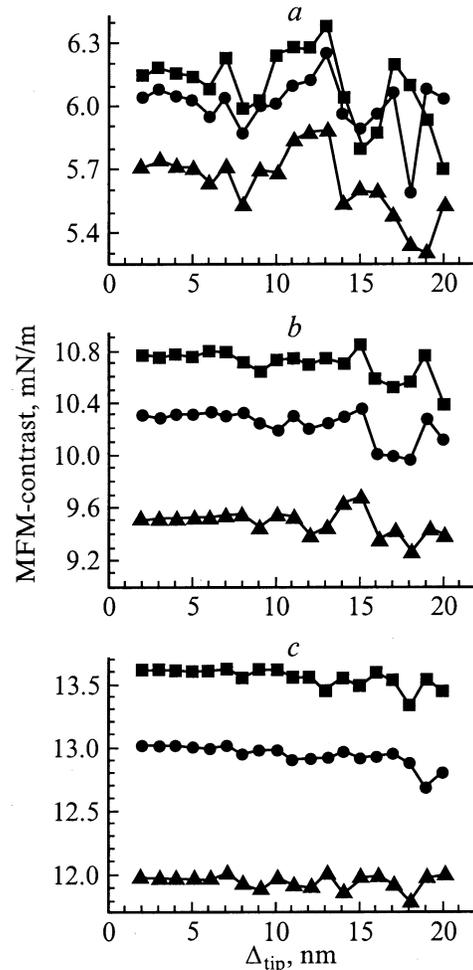
Меняя  $\Delta_{\text{tip}}$  для алгоритма расчетов при моделировании MFM-изображений точечного магнитного диполя при всех других фиксированных параметрах иглы, можно получить зависимость величины MFM-контраста от  $\Delta_{\text{tip}}$ . Эта зависимость будет отражать дискретный характер разбиения магнитного слоя иглы микроскопа, поэтому величины MFM-контраста для двух близких значений  $\Delta_{\text{tip}}$  могут сильно различаться. Такое различие

будет уменьшаться с уменьшением  $\Delta_{\text{tip}}$ , а при значениях  $\Delta_{\text{tip}}$ , меньших чем некое  $\Delta_{\text{tip}}^{\text{eff}}$ , получающаяся величина MFM-контраста будет практически неизменной, что говорит о численной устойчивости данного метода. На рис. 3 представлены примеры результатов расчетов зависимости величины MFM-контраста от  $\Delta_{\text{tip}}$  при разных значениях толщины магнитного покрытия  $d_{\text{tip}}$  и угла схождения  $\alpha_{\text{tip}}$  модельного конуса при постоянной высоте иглы над поверхностью  $D_z = 100 \text{ nm}$  и величиной удельной намагниченности магнитного материала иглы  $M_{\text{tip}} = 1710 \text{ Gs/cm}^3$  (для железа). Результаты расчетов показали, что определенное по вышеприведенной методике значение  $\Delta_{\text{tip}}^{\text{eff}}$  практически не зависит от  $\alpha_{\text{tip}}$ , но имеет сильную зависимость от  $d_{\text{tip}}$ . Полученные значения  $\Delta_{\text{tip}}^{\text{eff}}$  для разных  $d_{\text{tip}}$  приведены в таблице.

Магнитное взаимодействие является дальнедействующим, поэтому в формировании MFM-изображения участвует достаточно большая часть MFM-иглы. Тем не менее величина магнитного взаимодействия уменьшается с расстоянием, поэтому при расчетах можно рассматривать только некую концевую часть иглы с высотой  $L_{\text{tip}}^{\text{eff}}$ ,



**Рис. 2.** Компьютерное моделирование MFM-изображения точечного магнитного диполя иглой, аппроксимированной усеченным немагнитным конусом с магнитным покрытием. Игла намагничена однородно по оси, перпендикулярной плоскости образца, а магнитный момент точечного диполя направлен параллельно поверхности образца. *a* — типичное MFM-изображение точечного магнитного диполя, *b* — алгоритм определения величины MFM-контраста и разрешения по профилю смоделированного MFM-изображения вдоль направления магнитного момента точечного диполя.

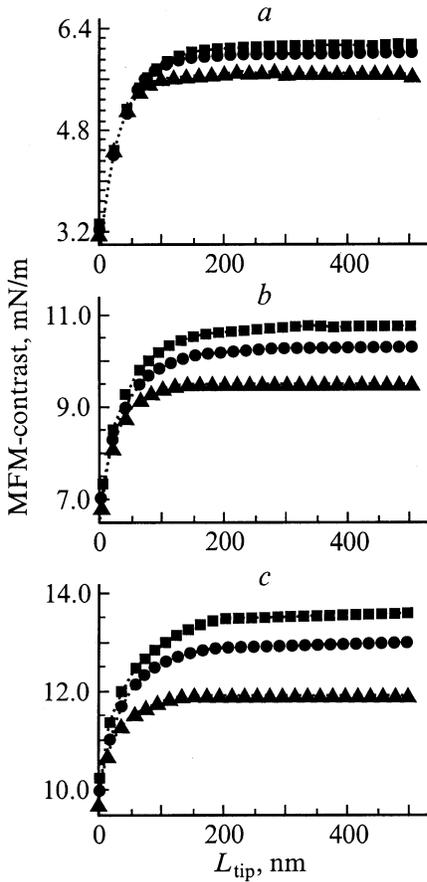


**Рис. 3.** Результаты компьютерного анализа зависимости величины MFM-контраста на изображении точечного магнитного диполя от размера области дискретизации  $\Delta_{\text{tip}}$  иглы микроскопа для разных значений параметров модели зонда. Приведены полученные зависимости для разных углов схождения конуса.  $L_{\text{tip}} = 500 \text{ nm}$ ;  $d_{\text{tip}}$ , nm: *a* — 20, *b* — 40, *c* — 60;  $\alpha_{\text{tip}} = 20^\circ$  (■),  $40^\circ$  (●),  $60^\circ$  (▲).

а вкладом от остальной части пренебречь, что существенно сказывается на скорости расчетов. Проведенное исследование зависимости величины MFM-контраста от величины  $L_{\text{tip}}$  при постоянной высоте иглы  $D_z = 100 \text{ nm}$  и величиной удельной намагниченности магнитного ма-

Значения эффективного размера дискретизации магнитного слоя MFM-иглы  $\Delta_{\text{tip}}^{\text{eff}}$  при различной толщине ее магнитного покрытия

$d_{\text{tip}}$ , nm	$\Delta_{\text{tip}}^{\text{eff}}$ , nm
20	5–6
30	6–7
40	8–9
50	11–12
60	17–18

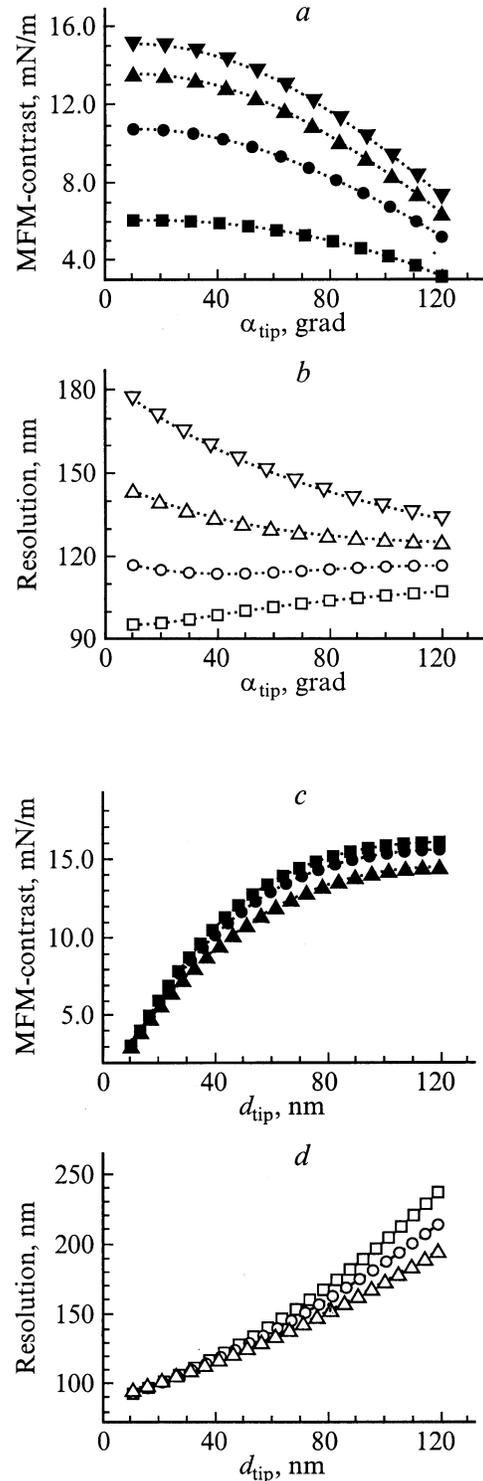


**Рис. 4.** Результаты компьютерного анализа зависимости величины MFM-контраста на изображении точечного магнитного диполя от длины учитываемой немагнитной части модельного усеченного конуса. На каждом графике приведены полученные зависимости для разных углов схождения конуса.  $d_{\text{tip}}$ , nm: *a* — 20, *b* — 40, *c* — 60; значения  $\alpha_{\text{tip}}$  те же, что и на рис. 3;  $D_z = 100$  nm.

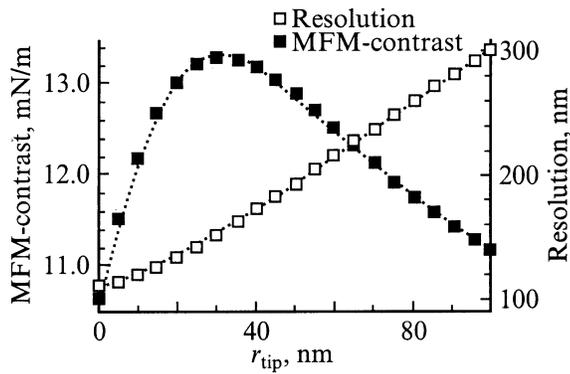
териала иглы  $M_{\text{tip}} = 1710 \text{ Gs/cm}^3$  показало, что величина MFM-контраста сильно растет с увеличением  $L_{\text{tip}}$  при малых значениях  $L_{\text{tip}}$  и практически перестает изменяться после некоего значения  $L_{\text{tip}} = L_{\text{tip}}^{\text{eff}}$  (рис. 4). Результаты компьютерного моделирования при разных  $d_{\text{tip}}$  и  $\alpha_{\text{tip}}$  показали, что значение  $L_{\text{tip}}^{\text{eff}}$  практически не зависит от толщины магнитного слоя  $d_{\text{tip}}$  и имеет слабую зависимость от угла сходимости конуса  $\alpha_{\text{tip}}$ ; от  $L_{\text{tip}}^{\text{eff}} \cong 200$  nm при  $\alpha_{\text{tip}} = 20^\circ$  до  $L_{\text{tip}}^{\text{eff}} \cong 150$  nm при  $\alpha_{\text{tip}} = 60^\circ$ .

### Определение оптимальных параметров MFM-зонда

Свойства MFM-зонда во многом определяют качество получаемых MFM-изображений, а значит, и возможности самого метода. Каковы должны быть его параметры для достижения оптимального соотношения между величиной MFM-контраста и разрешением, т.е. чтобы



**Рис. 5.** Результаты компьютерного анализа зависимости величины MFM-контраста (*a, c*) и разрешения (*b, d*) на изображении точечного магнитного диполя от угла схождения модельного конуса (*a, b*) и толщины магнитного покрытия (*c, d*).  $\Delta_{\text{tip}} = 5$  nm;  $D_z = 100$  nm;  $L_{\text{tip}} = 500$  nm; *a, b* —  $d_{\text{tip}} = 20$  (■, □), 40 (●, ○), 60 (▲, △), 80 nm (▼, ▽); *c, d* —  $\alpha_{\text{tip}}$  (■, □), 40 (●, ○), 60 (▲).



**Рис. 6.** Результаты компьютерного исследования зависимости величины MFM-контраста и разрешения на изображении точечного магнитного диполя от радиуса усеченной немагнитной части модельного конуса в области оптимальных значений  $\alpha_{\text{tip}}^{\text{optim}} = 40^\circ$ ,  $d_{\text{tip}}^{\text{optim}} = 60$  nm и при  $\Delta_{\text{tip}} = 5$  nm,  $D_z = 100$  nm,  $L_{\text{tip}} = 500$  nm.

и величина MFM-контраста была достаточно высокой и разрешающая способность удовлетворительной?

Были проведены исследования по определению оптимальных геометрических параметров MFM-зонда, представляющего собой немагнитную основу с нанесенной на нее тонкой магнитной пленкой, в предположении, что магнитная структура иглы однородна и не зависит от ее геометрии. Игла аппроксимировалась, как и раньше, немагнитным усеченным конусом с магнитным покрытием (рис. 1). В качестве исследуемых параметров были выбраны такие, которые могут контролироваться и меняться изготовителями MFM-кантилеверов:  $d_{\text{tip}}$  — толщина магнитного покрытия,  $\alpha_{\text{tip}}$  — угол схождения конуса и  $r_{\text{tip}}$  — радиус закругления немагнитной основы. Были смоделированы MFM-изображения от точечного диполя для разных значений  $d_{\text{tip}}$  и  $\alpha_{\text{tip}}$  при прочих фиксированных параметрах модельной формы MFM-зонда, постоянной высоте иглы  $D_z = 100$  nm и величине удельной намагниченности магнитного материала иглы  $M_{\text{tip}} = 1710$  Gs/cm<sup>3</sup> (для железа). На основании полученных изображений получены зависимости величины MFM-контраста и разрешения от  $d_{\text{tip}}$  и  $\alpha_{\text{tip}}$  (рис. 5). Пользуясь вышеприведенной формулировкой, на основании полученных графиков были определены параметры области оптимальных значений для  $d_{\text{tip}}$  и  $\alpha_{\text{tip}}$ , а именно  $d_{\text{tip}}^{\text{optim}} \cong 60\text{--}80$  nm и  $\alpha_{\text{tip}}^{\text{optim}} \cong 30\text{--}50^\circ$ .

Были проведены аналогичные исследования по определению оптимальных значений радиуса закругления немагнитной основы MFM-зонда  $r_{\text{tip}}$  (рис. 6) при оптимальных значениях  $d_{\text{tip}}^{\text{optim}}$  и  $\alpha_{\text{tip}}^{\text{optim}}$ . По результатам компьютерного моделирования найденный оптимальный радиус закругления немагнитной основы MFM-зонда оказался  $r_{\text{tip}}^{\text{optim}} \approx 30$  nm.

Полученные результаты демонстрируют эффективность предложенного метода компьютерного моделирования для анализа особенностей формирования MFM-

изображения. Предварительные результаты по сравнению компьютерных MFM-изображений, полученных вышеописанным методом, и экспериментальных MFM-изображений от ферромагнитных наночастиц и планарных структур микронного размера показали, что корректный учет формы магнитного зонда и его траектории с учетом эффекта свертки игла-поверхность позволяют успешно интерпретировать экспериментальные результаты, получаемые с помощью MFM. Исследования в этом направлении продолжают, и им будет посвящена отдельная публикация.

## Заключение

В рамках данной работы описан алгоритм компьютерного моделирования MFM-изображений, основанный на формализме Брауна, учитывающий форму и магнитные свойства MFM-иглы и исследуемого образца.

Проведен анализ работоспособности разработанного метода компьютерного анализа на примере моделирования MFM-изображения точечного магнитного диполя в случае, когда MFM-игла аппроксимируется немагнитным усеченным конусом с тонким однородно намагниченным магнитным покрытием. Получены параметры работы алгоритма, определяющие устойчивость и корректность предложенного численного метода.

На основании компьютерного моделирования MFM-изображений точечного магнитного диполя проведен анализ влияния геометрии MFM-иглы на чувствительность и разрешающую способность микроскопа. Получены оптимальные геометрические параметры MFM-иглы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 99-02-17462) и программы "Физика твердотельных наноструктур" (грант № 99-1137).

## Список литературы

- [1] Крайдер М.Х. // В мире науки. 1987. № 12. С. 47–56.
- [2] Chou S.Y., Krauss P.R., Kong L. // J. Appl. Phys. 1996. Vol. 79. N 8. P. 6101–6106.
- [3] Wiesendanger R., Güntherodt H.-J. (Eds). Scanning Tunneling Microscopy II. Berlin: Springer Verlag, 1992. 308 p.
- [4] Бухараев А.А., Овчинников Д.В., Бухараева А.А. // Зав. лаб. 1997. № 5. С. 10–27.
- [5] Бухараев А.А., Бердунов Н.В., Овчинников Д.В. и др. // Микроэлектроника. 1997. Т. 26. № 3. С. 163–175.
- [6] Markiewicz P., Cohen S.R., Efimov A. et al. // Probe Microscopy. 1999. Vol. 1. P. 355–364.
- [7] Porthun S., Abelman L., Lodder C. // J. Magn. Magn. Mat. 1998. Vol. 182. P. 238–273.
- [8] Grütter P., Rugar D., Mamin H.J. et al. // J. Appl. Phys. 1991. Vol. 69. N 8. P. 5883–5888.
- [9] Tomlinson S.L., Hoon S.R., Farley A.N. et al. // IEEE Trans. Magn. 1995. Vol. 31. N 6. P. 3352–3354.
- [10] Rice P., Russek S.E. // J. Appl. Phys. 1999. Vol. 85. N. 8. P. 5163–5165.

- [11] *Zhu J.-G., Lin X., Shi R.C.* // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 83. N 11. P. 6223–6225.
- [12] *Hartmann U.* // Phys. Stat. Sol. (a). 1985. Vol. 115. P. 285–291.
- [13] *Hug H.J., Stiefel B., Moser A.* et al. // J. Appl. Phys. 1996. Vol. 79. N 8. P. 5609–5614.
- [14] *Schönenberg C., Alvarado S.F.* // Z. Phys. B. 1990. Vol. 80. P. 373–383.
- [15] *Wadas A., Grütter P.* // Phys. Rev. B. 1989. Vol. 39. N 16. P. 12 013–12 017.
- [16] *Vellekoop S.J.L., Abelman L., Porthun S.* et al. // J. Magn. Magn. Mat. 1999. Vol. 193. P. 474–478.
- [17] *Müller-Pfeifer S., Schneider M., Zinn W.* // Phys. Rev. B. 1994. Vol. 49. N 22. P. 15 745–15 752.
- [18] *Wright C.D., Hill E.W.* // Appl. Phys. Lett. 1995. Vol. 67. N 2. P. 433–435.
- [19] *Hartmann U.* // Phys. Lett. A. 1989. Vol. 137. N 9. P. 475–478.
- [20] *Saito H., Chen J., Ishio S.* // J. Magn. Magn. Mat. 1999. Vol. 191. P. 133–161.
- [21] *Klimchitskaya G.L., Prioli R., Zanette S.I.* // Surf. Rev. Lett. 1999. Vol. 6. N 1. P. 115–125.
- [22] *Tomlinson S.L., Farley A.N.* // J. Appl. Phys. 1997. Vol. 81. N. 8. P. 5029–5031.
- [23] *Oti J.O.* // IEEE Trans. Magn. 1993. Vol. 29. N 6. P. 2359–2364.
- [24] *Aharoni A., Jakobovics J.P.* // J. Appl. Phys. 1993. Vol. 73. N 10. P. 6498–6500.
- [25] *Babcock K., Elings V., Dugas M.* et al. // IEEE Trans. Magn. 1994. Vol. 30. N 6. P. 4503–4505.
- [26] *Бухараев В.А., Овчинников Д.В., Нургазизов Н.И.* и др. // ФТТ. 1998. Т. 40. Вып. 7. С. 1277–1283.