

05;06;11

## Пленочные носители для устройств памяти со сверхплотной магнитной записью

© Г.И. Фролов

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН,  
660036 Красноярск, Россия

(Поступило в Редакцию 27 февраля 2001 г.)

Рассмотрены пути дальнейшего повышения плотности записи в устройствах магнитной памяти. Показано, что перспективным материалом для носителей могут стать наногранулированные магнитопленочные среды. Чтобы свойства этих пленок соответствовали требованиям, предъявленным к носителям для сверхплотной магнитной записи, в них необходимо сформировать определенный структурный порядок. Для реализации этого подхода предложено использовать высокую адсорбционную способность наночастиц  $3d$ -металлов к высокомолекулярным соединениям. Для создания носителей с плотностью записи  $10^{10}$  bit/cm<sup>2</sup> на базе наногранулированных магнитопленочных материалов, в которых наночастицы размером  $\leq 5$  nm микрокапсулированы в полимерной матрице, необходимо совмещение физического и химического методов получения нанокмпозитов.

### Введение

Вполне реальны утверждения, что наука и техника XXI века будут иметь дело с объектами наноразмерного, ангстремного характера, поскольку во многих областях традиционных технологий достигнуты пределы миниатюризации отдельных элементов, что стимулирует поиск альтернативных путей. Так как свойства твердого тела зависят от микроструктуры, т.е. химсостава, атомной структуры и его размерности, то переход от объемного тела к образцам, размеры которых в одном, двух или трех направлениях понижаются до нескольких межатомных расстояний, приводит к формированию в них новых физико-химических свойств. Синтез и особенности свойств наноструктурированных материалов создают основу для разработки устройств микроэлектроники нового поколения. В этой области современной техники наметился устойчивый переход от микронных размеров к нанометровому масштабу. Ярким примером тому служит плотность записи информации в магнитных устройствах памяти.

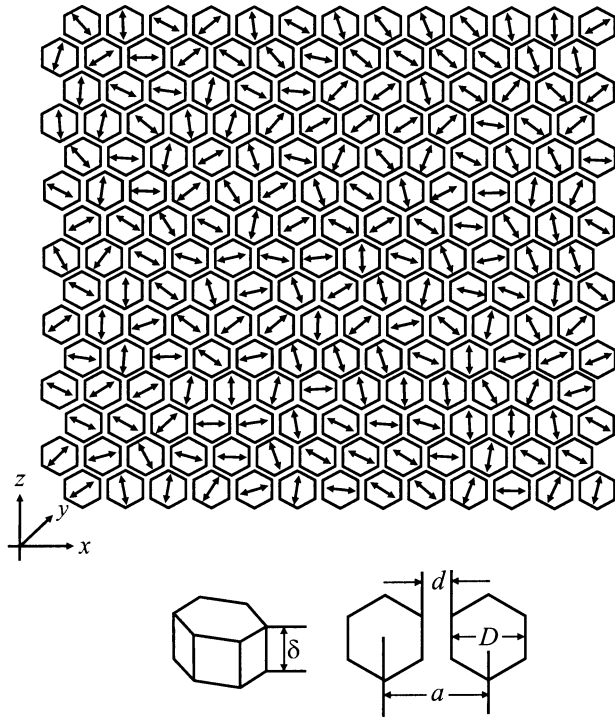
### Переход от магнитооптической памяти к продольной магнитной записи

В 1983 г. в США была создана комиссия по магнитным материалам, перед которой стояла задача оценить мировой и национальный уровень исследований в области магнетизма и наметить пути их дальнейшего развития. В 1985 г. опубликован краткий отчет о работе этой комиссии [1]. В отчете, с одной стороны, отмечалась важность проведения фундаментальных исследований по физике магнитных явлений, так как магнитные материалы являются "идеальной системой для изучения основополагающих концепций физики твердого тела", а с другой стороны, указывалось на все возрастающий рынок сбыта устройств на магнитных материалах. Среди

новых перспективных областей использования магнетиков было обращено серьезное внимание на развитие магнитооптических сред-носителей для внешней памяти ЭВМ.

Это направление связано с решением важной задачи по дальнейшему совершенствованию вычислительной техники, уровень которой определяется элементной базой ЭВМ — устройствами записи, хранения и обработки информации. Одним из наиболее перспективных путей развития этих устройств на то время становился переход к оптическим запоминающим устройствам (ОЗУ). Среди альтернативных материалов (носителей для реверсивной магнитооптической памяти) на передний край вышли пленочные сплавы редкоземельных и переходных металлов. Параметры этих пленок наиболее полно отвечали требованиям, выдвигаемым разработчиками реверсивных ОЗУ [2,3]. Запись и считывание информации в данных устройствах производится с помощью лазерного луча. Плотность записываемой информации определяется дифракционным пределом используемых оптических излучений и составляет  $\approx 10^8$  bit/cm<sup>2</sup> [4]. Прогнозы разработчиков ОЗУ в значительной степени оправдались, и в начале 90-х годов магнитооптические устройства памяти заняли достойную нишу на рынке сбыта вычислительной техники [5].

На повестку дня встал вопрос о разработке устройств памяти с более высокой плотностью записываемой информации. В 1990 г. была высказана идея создания магнитной памяти с плотностью  $\approx 1.5 \cdot 10^8$  bit/cm<sup>2</sup> [6], а в 1992 г. — с плотностью  $\approx 1.5 \cdot 10^9$  bit/cm<sup>2</sup> [7] на базе продольной магнитной записи. Переход к таким высоким технологиям потребовал создания новых конструкционных материалов, функциональные параметры которых определяются свойствами формирующихся нужным образом структурных наноблоков. Рассмотрим, каким требованиям должна отвечать магнитная среда для создания носителя с плотностью записи  $1.5 \cdot 10^9$  bit/cm<sup>2</sup>.



**Рис. 1.** Картина распределения в плоскости  $Z$ – $X$  зерен гексагональной формы. Стрелки указывают направления легких осей одноосной анизотропии.

Как известно, в магнитоупорядоченных материалах кроме однородно намагниченных областей (доменов) существуют переходные области (доменные стенки), в которых намагниченность меняется от точки к точке. Чтобы максимально использовать объем магнитной среды для записи информации, необходимо уменьшить размеры доменной стенки. Ее ширина  $W$  определяется выражением  $W = (A/K)^{1/2}$ , где  $A$  — параметр обмена,  $K$  — константа анизотропии. Неиablyе просто уменьшить величину  $W$  путем понижения параметра  $A$ , что реализуется в наногранулированных пленочных материалах, в которых магнитные частицы изолированы друг от друга немагнитной прослойкой. Важным параметром этих материалов является размер частиц ( $D$ ), так как он определяет отношение сигнал/шум ( $S/N$ ) при считывании информации. Величина  $D$  может быть рассчитана из выражения [8]

$$S/N = 10 \log S/D^2,$$

где  $S$  — площадь, занимаемая битом информации; при плотности записи  $1.5 \cdot 10^9 \text{ bit/cm}^2$  для  $S/N = 30\text{--}40 \text{ dB}$  величина  $D \approx 10\text{--}15 \text{ nm}$ .

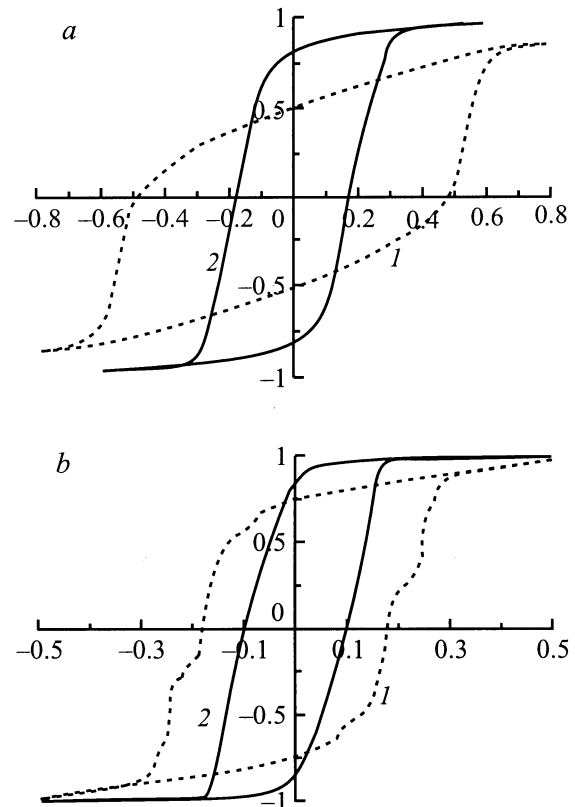
Теперь определим основные магнитные параметры ( $H_c$  — коэрцитивная сила;  $M_r$  — остаточная намагниченность, форма петли гистерезиса) наногранулированных пленок с наночастицами таких размеров. Так как в продольных магнитных средах намагниченность расположена в плоскости носителя, то возникает большое

размагничивающее поле. Величина  $H_c$  выбирается как компромиссное решение: с одной стороны, она должна превышать значение этого размагничивающего поля, а с другой стороны, должны учитываться возможности записывающей головки. Поэтому для рассматриваемой плотности записи  $H_c \approx 3000 \text{ Oe}$ . Величина  $M_r$  определяется из уравнения [9]

$$a = [M_r \delta (h + \delta/2) / \pi H_c]^{1/2},$$

где  $a$  — ширина переходной области между битами,  $h$  — расстояние между головкой и носителем,  $\delta$  — толщина магнитного слоя носителя.

Если использовать  $a = 13 \text{ nm}$ ,  $h = 20 \text{ nm}$ ,  $\delta = 10 \text{ nm}$ , то  $M_r = 500 \text{ Gs}$ . Кроме того, носитель должен иметь прямоугольную петлю гистерезиса с высоким отношением  $M_r/M_s$  ( $M_s$  — намагниченность насыщения). Возможность получения таких магнитных параметров в наногранулированных пленках описана в работе [10]. Авторы рассчитали влияние микроструктуры магнитной пленки на особенности ее перемагничивания и форму петли гистерезиса. Модель тонкопленочной среды представлена в виде плоской гексагональной картины расположения нанокристаллитов гексагональной формы



**Рис. 2.** Форма петли гистерезиса для объемно разупорядоченных осей анизотропии.  $a$  — обменное взаимодействие между зернами отсутствует:  $\delta/a = 0.5$ ; 1 — диполь-дипольное взаимодействие  $M/H_k = 0$ , 2 —  $M/H_k = 0.4$  ( $H_k$  — поле анизотропии);  $b$  —  $M/H_k = 0.4$ ,  $\delta/a = 0.75$ ; 1 — обменное взаимодействие равно 0; 2 — 0.15.

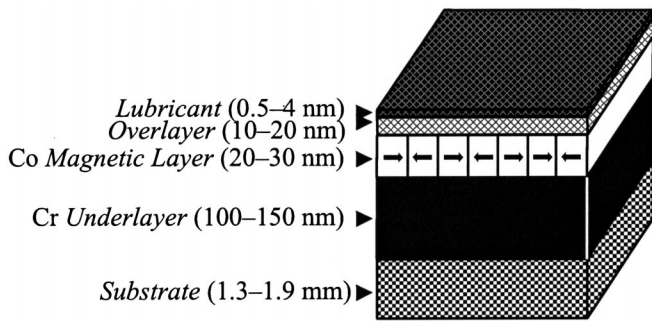


Рис. 3. Схема носителя для продольной записи.

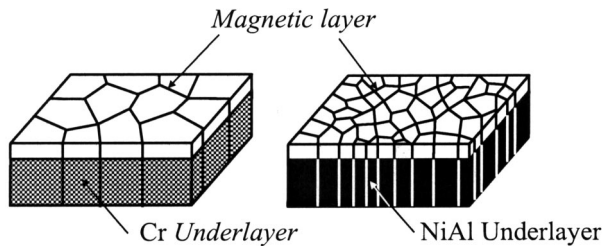


Рис. 4. Схема, демонстрирующая влияние структуры подслоя на структуру магнитного слоя.

(рис. 1). Толщина пленки  $\delta$  совпадает с толщиной кристаллитов.  $D$  — размер кристаллитов в плоскости  $Z$ – $X$ ,  $d$  — расстояние между кристаллитами, а  $a = d + D$  — постоянная решетки. Каждый кристаллит представляет собой однодоменную частицу, которая перемагничивается когерентным вращением магнитного момента. При расчете используются связанные динамические уравнения с фенологическим параметром затухания Ландау–Лившица. Влияние микроструктуры использованной модели на магнитный гистерезис проявляется через эффекты обменного и диполь-дипольного взаимодействия между частицами (рис. 2). Учет как диполь-дипольного, так и обменного взаимодействия приводит к увеличению отношения  $M_r/M_s$  и уменьшению  $H_c$ . Однако при больших значениях диполь-дипольного взаимодействия при перемагничивании возникает вихревая доменная структура, что понижает квадратичность петли гистерезиса, а большие значения обмена между частицами приводят к увеличению ширины переходной области между доменами. Таким образом, было показано, что в наногранулированных пленках с определенной микроструктурой можно получить требуемые параметры для использования этих материалов в устройствах памяти с большой плотностью записи.

В дальнейшем такие устройства были созданы. На рис. 3 показана типичная схема носителя, используемая в современных устройствах продольной магнитной записи [11]. Носитель состоит из нескольких слоев, но наше внимание привлекают в основном два слоя (Cr подслоя и Co магнитный слой). Размер нанокри-

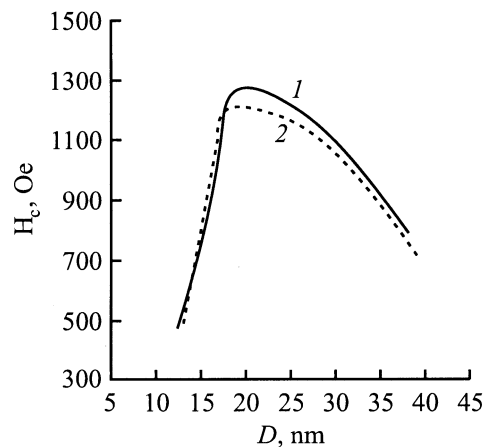
сталлитов в магнитном слое определяет микроструктура подслоя (рис. 4). В качестве подслоя обычно используют сплавы Cr или NiAl. В качестве магнитного слоя используют сплавы Co с добавками Cr, Ta, Pt и т.д. На базе таких носителей уже достигнута плотность записи  $3\text{--}4 \cdot 10^3 \text{ bit/cm}^2$  [12,13] и предполагается, что в первой половине этого десятилетия будут реализованы устройства с плотностью  $1.5 \cdot 10^3 \text{ bit/cm}^2$  [14], а несколько лет назад была поставлена задача создания устройств памяти с плотностью записи  $\geq 10^{10} \text{ bit/cm}^2$  [15,16].

## Требования к магнитным носителям с плотностью записи $\geq 10^{10} \text{ bit/cm}^2$

В качестве носителей для устройств памяти с такой плотностью предлагаются квантовые магнитные диски [15]. Предполагается, что в этих дисках каждый бит представляет собой однодоменную частицу в форме столбика или полоски, однородно размещенных в немагнитной матрице. Размер и форма каждого бита выбираются таким образом, чтобы магнитный момент бита имел только два квантованных состояния, равных по амплитуде и противоположно направленных. Идея создания квантовых магнитных дисков, безусловно, перспективна, но для ее реализации требуются значительные усилия как по изучению процессов записи и считывания, так и по отработке технологии получения таких сред.

Поэтому представляется логичным рассмотреть вопрос о возможности использования в качестве сред носителей для плотности записи  $\geq 10^{10} \text{ bit/cm}^2$  наногранулированных магнитных пленок. Каким же требованиям должны отвечать параметры этих пленок? Так как при увеличении плотности записи уменьшается размер бита, то, естественно, в носителях для продольной магнитной записи увеличивается размагничивающее поле, а потому величина  $H_c$  должна быть не меньше 5000 Ое [16]. Чтобы сохранить высокое отношение сигнал/шум при считывании информации, размер магнитных частиц не должен превышать 5 нм. Рассмотрим, насколько реально получить требуемые параметры в предлагаемых пленочных материалах.

Как известно, свойства наногранулированных пленок определяются, с одной стороны, свойствами наночастиц, а с другой стороны, эффектами взаимодействия между ними. Рассмотрим, что происходит с магнитными свойствами ( $M_s$ ,  $T_c$  — температурой Кюри,  $H_c$ ) частиц при уменьшении их размера. Вопрос об изменении намагниченности насыщения в наночастицах был исследован еще в 60-х годах [17]. При сравнении энергии обмена, которая является энергией магнитного упорядочения, с энергией нулевых колебаний было установлено, что в частицах  $3d$ -металлов размером  $\leq 1 \text{ nm}$  ферромагнетизм исчезает при любых температурах. Однако в конце 80-х годов были поставлены эксперименты по измерению намагниченности свободных кластеров  $3d$ -металлов, содержащих от 10 до 300 атомов. Было установлено, что



**Рис. 5.** Зависимость коэрцитивной силы от размера наночастиц Fe; частицы осаждены в атмосфере  $O_2$  (1) и  $N_2$  (2).

в кластерах размером  $< 1$  nm намагниченность имеет место при температурах 100–200 K [18], а ее величина может даже превышать  $M_s$  объемного аналога [19]. Природа этого эффекта связывается с увеличением числа локализованных  $3d$ -электронов в наночастицах [20].

В 80-х годах также появились работы о влиянии размера частицы на температуру Кюри. И хотя  $T_c$  наночастиц ниже, чем у массивного материала, даже для кластеров размером 1–1.5 nm  $T_c \approx 500$ –600 K [21].

Более сложная ситуация возникает с изменением коэрцитивной силы при уменьшении размера магнитных частиц. На рис. 5 представлена типичная картина этой зависимости [22]. При уменьшении размера частиц от 40 до 20 nm происходит увеличение  $H_c$ , что связано с переходом частицы в однодоменное состояние. При дальнейшем уменьшении  $D$  резко падает величина коэрцитивной силы. Это связано с увеличением вероятности тепловых флуктуаций в направлениях магнитного момента  $M$  частицы. Момент  $M$  стремится ориентироваться вдоль направления легчайшего намагничивания, определяемого магнитной анизотропией частицы. Для поворота  $M$  из этого направления необходимо преодолеть энергетический барьер величиной  $KV$  ( $V$  — объем частицы). Вероятность тепловых флуктуаций направлений магнитного момента возрастает, когда средняя тепловая энергия  $k_B T$  ( $k_B$  — постоянная Больцмана) делается сравнимой с энергией анизотропии. При  $k_B T_b = KV$  ( $T_b$  — температура блокировки) ансамбль магнитных частиц ведет себя по отношению к воздействию внешнего магнитного поля и температуры, подобно парамагнитному газу молекул, с той лишь разницей, что в ансамбле магнитных частиц меняются направления магнитного момента частиц, а не молекул. Это явление получило название суперпарамагнетизма [17], и оно приводит к следующей температурной зависимости коэрцитивной силы [11]:

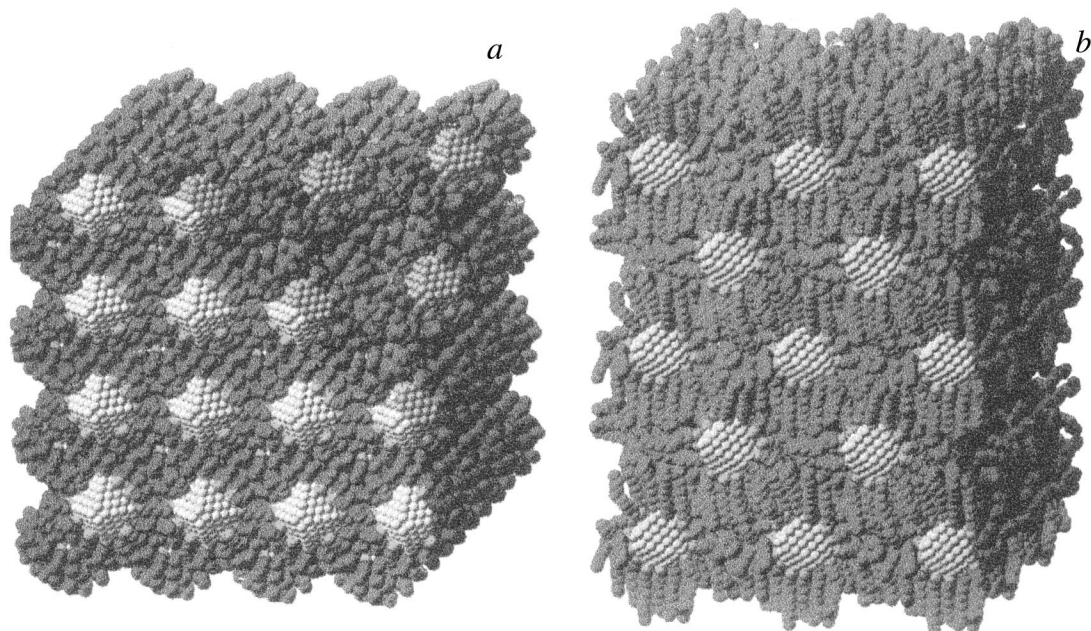
$$H_c = H_{c0} [1 - (T/T_b)^{1/2}].$$

Как следует из этого уравнения, для увеличения коэрцитивной силы наночастиц необходимо повысить температуру перехода в суперпарамагнитное состояние. Для этого необходимо увеличить константу магнитной анизотропии наночастиц. Существуют три способа решения этой задачи: 1) использовать материалы с большой кристаллографической анизотропией (например, сплавы Co с Sm, Pt и т.д. [12]); 2) — использовать анизотропию формы частиц (переход от сферических к продольным наночастицам [23]); 3) — создать наведенную анизотропию в ансамбле наночастиц за счет эффектов обменного и дипольного взаимодействий. Если первые два подхода используются при разработке современных носителей, то третий вариант не нашел должного решения. Например, в [10] рассмотрено влияние диполь-дипольного и обменного взаимодействия на параметры петли гистерезиса только для модели однослойной наноструктурированной пленки. В то же время исследованиям эффектов взаимодействия магнитных частиц уделено достаточно большое внимание. Обратимся к результатам, полученным в работе [24].

В этой работе в рамках приближения среднего поля найдены условия формирования ферромагнитного упорядочения в системе взаимодействующих однодоменных частиц. Рассмотрена система сферических ферромагнитных частиц радиуса  $D/2$ , помещенных в немагнитную твердую матрицу. Распределение частиц в матрице смоделировано в предположении, что их центры с вероятностью  $p$  занимают узлы простой тетрагональной решетки, имеющей периоды  $d_1$  (вдоль осей  $X$  и  $Y$ ) и  $d_2$  (вдоль оси  $Z$  — оси четвертого порядка). Взаимодействие частиц магнитодипольное, частицы одноосные, их легкие оси перпендикулярны плоскости  $XY$ , а динамика магнитного момента любой частицы описывается стохастическим уравнением Ландау–Лившица.

Установлено, что ферромагнитное упорядочение в такой системе имеет место для  $d_2/d_1 < 1$ . С увеличением радиуса частицы температура фазового перехода суперпарамагнетик–ферромагнетик  $T_l$  быстро приближается к температуре Кюри объемного аналога. Так, для системы однодоменных частиц Co ( $p = 1$ ,  $d_2/d_1 = 0.5$  и  $d_2 = 3D/2$ ) для  $D/2 = 2.5$ –3.5 nm отношение  $T_b/T_c$  увеличивается от 0.25 до 0.7.

Физической причиной, обуславливающей существование (при  $d_2/d_1 < 1$ ) или отсутствие (при  $d_2/d_1 \geq 1$ ) ферромагнитного упорядочения в данной системе, является конкуренция магнитодипольных взаимодействий частиц. Все частицы, окружающие произвольно выбранную, условно разделяются на две группы в соответствии с занимаемым ими положением. Частицы одной группы создают в месте расположения выбранной центральной частицы среднее дипольное магнитное поле, параллельное намагниченности, а частицы второй группы — антипараллельное. Ферромагнитному упорядочению отвечает случай, когда вклад в суммарное дипольное поле частиц первой группы превалирует над вкладом частиц второй группы, что имеет место при  $d_2/d_1 < 1$ .



**Рис. 6.** Наночастицы Au собраны в ОЦК решетку (а) и в *t*-ГЦК решетку (б).

Полученный результат показывает, что создание в системе взаимодействующих магнитных наночастиц определенного структурного порядка приводит к значительному увеличению температуры фазового перехода суперпарамагнетик–ферромагнетик. Если к этому добавить положительные эффекты от первого и второго подходов увеличения анизотропии частиц, то можно ожидать значительного повышения температуры этого перехода даже для частиц размером  $\leq 5$  nm.

Исходя из вышесказанного, можно сделать вывод, что в наногранулированных магнитных пленках с упорядоченным расположением наночастиц можно получить свойства, вытекающие из требований создания носителя для продольной записи информации с плотностью  $> 10^{10}$  bit/cm<sup>2</sup>.

### Формирование упорядоченной структуры в наногранулированных магнитных пленках

Для поиска путей решения этой задачи обратимся к успехам, достигнутым специалистами новой области химии, получившей название "супрамолекулярная химия" [25]. Предметом изучения этой науки являются синтез и исследование молекулярных, а также кластерных ансамблей, способных к самоорганизации. Если классическая химия имеет дело главным образом с реакциями, в которых происходят разрыв и образование валентных связей, то супрамолекулярная химия занимается почти исключительно невалентными взаимодействиями: слабые водородные связи, электростатическое взаимодействие и т.д. Энергия этих связей на 1–2 по-

рядка ниже энергии валентных связей, однако, если их много, они приводят к образованию прочных и вместе с тем гибко изменяющих свою структуру ассоциатов.

Наночастицы металлов относятся к высокоактивным образованиям с сильно развитой поверхностью, что обуславливает протекание всевозможных самопроизвольных процессов. Поэтому одной из важнейших задач является повышение их устойчивости. Это достигается применением различных стабилизаторов. Широко используется стабилизация наночастиц металлов с помощью высокомолекулярных соединений. В результате получают композитные материалы, представляющие собой полимерную матрицу, в которой случайным образом распределены ультрадисперсные частицы или кластеры [26].

В последние годы внимание исследователей все больше привлекают ансамбли пассивированных металлических наночастиц, проявляющих способность к самосборкам. Например, в работе [27] изучена структура, динамика и термодинамика ансамбля наночастиц золота, пассивированных алкилсиланом. Показано, что расположение и плотность монослоев, пассивирующих грани нанокристаллитов золота, проявляют организацию молекулярных пакетов предпочтительной ориентации, которые при нагревании подвергаются обратимому переходу от упорядоченного состояния к неоднородному межмолекулярному распределению. Равновесная геометрия адсорбированных нанокристаллитов зависит от длины цепочки пассивационных молекул. Пассивация через короткую цепочку молекул Au<sub>140</sub>(C<sub>4</sub>H<sub>9</sub>S)<sub>62</sub> приводит к формированию при комнатной температуре сверхрешетки с ОЦК структурой (рис. 6, а), которая при нагревании трансформируется в ГЦК решетку. При  $T = 300$  K равновесная структура сверхрешетки из нанокристалли-

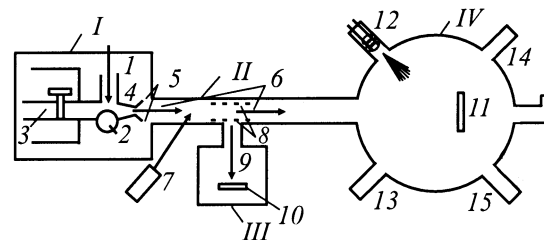
тов с формулой  $\text{Au}_{140}(\text{C}_{12}\text{H}_{25}\text{S})_{62}$  представляет собой тетрагонально искаженную ГЦК структуру (*t*-ГЦК на рис. 6, *b*). Сила сцепления сверхрешеток возникает преимущественно через взаимодействие между молекулами пакетов. Параметры образованных сверхрешеток составляют для ОЦК структуры ( $a \approx 2.9 \text{ nm}$ ), для *t*-ГЦК структуры ( $a = b \approx 4.3 \text{ nm}$ ,  $c \approx 5.1 \text{ nm}$ ). Подобные упорядоченные структуры могут быть стабильны до  $T = 800\text{--}900$  [28].

Дальнейшие работы в этом направлении показали, что на базе нанокристаллитов *3d*-металлов также могут быть сформированы сверхрешетки [29]. Правда, используемая технология приводит к тому, что в процессе получения наночастицы *3d*-металлов могут окисляться. Чтобы в конечном продукте не было смеси частиц *3d*-металлов и их окислов, первые удаляются с помощью магнитного сепарирования. Поэтому были получены и исследованы сверхрешетки, сформированные из наночастиц  $\text{CoO}$ . Частицы имели форму тетраэдра (длина ребра  $\approx 4.4 \text{ nm}$ ) и были упакованы в сверхрешетки с ГЦК структурой (параметр решетки  $a \approx 12 \text{ nm}$ ). При нагревании до  $600^\circ\text{C}$  упорядоченная структура разрушается и вместо частиц  $\text{CoO}$  образуется смесь нанокристаллитов  $\text{Co}_2\text{C}$  и  $\text{Co}_3\text{C}$ .

Описанные выше материалы были получены химическим методом (восстановление соединений металлов в растворе в присутствии различных стабилизаторов). Использование этого метода создает трудности при формировании чисто магнитных материалов. Поэтому возникает необходимость для получения наногранулированных магнитных пленок рассмотреть физический подход (фазовые превращения первого рода в отсутствие химических реакций). Наибольшее распространение в этом подходе получили конденсационные методы, заключающиеся в "сборке" наноразмерных частиц из отдельных атомов (молекулярных и кластерных пучков) металла. Эти атомы коллективизируются, становятся зародышами новой фазы через переходное состояние при достижении определенных размеров и появлении резко выраженной физической границы раздела.

На первый взгляд наиболее подходит для решения этой задачи технология, связанная с использованием кластерных пучков. Полученные таким способом материалы представляют собой тонкие пленки, состоящие из инертной матрицы и внедренных в нее кластеров. Эта технология была, в частности, реализована в работах [30,31]. Для получения наногранулированных пленок (в том числе и пленок *3d*-металлов) авторы использовали технику напыления низкоэнергетическим кластерным пучком. Схема установки представлена на рис. 7.

Эффективная генерация кластеров имеет место при неравновесных условиях, когда газ преобразуется в конденсированную фазу в объеме путем охлаждения и процесс останавливается на промежуточной стадии. Наиболее просто это достигается в случае свободного истечения газа или пара из сопла, когда пучок кластеров формируется в результате расширения газа. Для испаре-

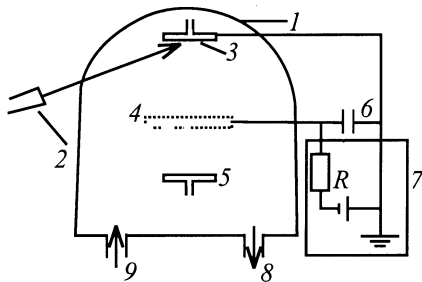


**Рис. 7.** Схема установки для напыления пленок из пучка нейтральных кластеров: *I* — камера генерации кластеров, *II* — труба для транспорта кластеров, *III* — камера детектора кластерных ионов, *IV* — напылительная камера; 1 — импульсный лазер, 2 — мишень, 3 — труба и клапан для импульсной инъекции гелия, 4 — сопло, 5 — скиммер, 6 — поток кластеров, 7 — эксимерный лазер, 8 — ускорительные сетки, 9 — поток кластерных ионов, 10 — детектор, 11 — подложка, 12 — испаритель материала матрицы, 13 — ионная пушка для очистки подложки, 14 — оже-спектрометр, 15 — дифрактометр.

ния материала мишени используют импульсный лазер. Испаряемые атомы смешиваются с потоком буферного газа и последующее расширение этой смеси при ее попадании через сопло в вакуум ведет к образованию кластеров. Для определения массы образованных кластеров используют времяпролетный масс-спектрометр. Перед этим кластеры под воздействием излучения эксимерного лазера ионизируются, ускоряются и направляются в камеру контроля. Поток нейтральных кластеров попадает на подложку, помещенную в напылительной камере.

Взаимодействие кластерного пучка с подложкой зависит от энергии взаимодействующих частиц [32]. Если энергия мала ( $< 1 \text{ eV/atom}$ ), кластер сталкивается с поверхностью, подобно жидкой капле, так что на первой стадии процесса кластер прилипает к поверхности и образует с ней плоский контакт. Далее атомы наружной поверхности кластера расходятся по всей поверхности вследствие диффузионного движения. В результате на поверхности подложки образуется тонкая пленка. Когда энергия кластеров высока, их столкновение с поверхностью вызывает сильный сдвиг соседних поверхностных атомов, что создает эрозию материала поверхности и его испарение. Поэтому для получения тонких пленок используют низкоэнергетические кластерные пучки. Если одновременно распылять в вакуумной камере материалы, то на подложке будет формироваться сложный конденсат, представляющий собой ансамбль твердых кластеров, внедренных в матрицу. С помощью данной методики были получены наногранулированные пленки различных материалов [30,31,33,34].

Однако методика получения наногранулированных пленок *3d*-металлов, использующая конденсацию низкоэнергетического потока кластера, с одной стороны, довольно сложна, а с другой стороны, не имеет очевидных преимуществ перед другими более простыми технологиями. Дело в том, что размеры нанокристалли-



**Рис. 8.** Схема установки для напыления пленок из атомного пучка: 1 — вакуумная камера, 2 — импульсный лазер, 3 — мишень (катод), 4 — кольцевой электрод (анод), 5 — подложка, 6 — конденсаторная батарея, 7 — устройство для заряда конденсаторов, 8 — откачная система, 9 — система напуска рабочего газа.

тов в образовавшейся пленке зависят в основном не от вида потока осаждаемого пара (атомный или кластерный поток), а определяются термодинамическими условиями формирования конденсата [30,31]. Поэтому при прочих равных условиях из атомного и кластерного пучков образуются нанокристаллиты одинаковых размеров.

Нами для получения наногранулированных магнитопленочных материалов предложен метод импульсно-плазменного напыления в исходном вакууме  $10^{-6}$  Торр [35–40]. Схема установки представлена на рис. 8. Особенностью используемого метода напыления является высокая импульсная скорость конденсации ( $\sim 10^4$  nm/s) при длительности импульса  $\sim 10^{-4}$  s со скоростью охлаждения  $\sim 10^8$  K/s. Поскольку необходимым условием получения нанокристаллических систем является резкое переохлаждение пара [32], наша технология оказалась эффективным методом. Сущность технологического процесса заключается в том, что между водоохлаждаемым анодом и распыляемой мишенью из 3d-металла возникает плазма за счет разряда конденсаторной батареи высокой емкости в парах распыляемой мишени. Исходное небольшое количество паров получается предварительным лазерным испарением мишени. Импульсное излучение твердотельного лазера ЛТИ-207 частично испаряет материал катода и тем самым создает среду, через которую распространяется электрический ток. Испаренные атомы ионизируются в плазме разряда. Образовавшиеся ионы атомов мишени бомбардируют катод, выбивая новую партию атомов. Процесс испарения продолжается в течение периода, превышающего длительность импульса лазера на 3–4 порядка.

Новизна метода заключается в том, что выбрано направление предельного диспергирования кристаллической структуры, когда число возникающих зародышей велико, а радиус критического зародыша совпадает с радиусом коалесценции. Пленки, полученные таким методом, являются сплошными, начиная с толщин 2–3 nm, и представляют собой набор нанокристаллитов при-

мерно того же размера. Эти данные установлены по измерению удельного электросопротивления "in situ" и исследований структуры, проведенных на туннельном и просвечивающем электронном микроскопе с большим разрешением. Параметры пленок 3d-металлов, полученные с помощью данной технологии, подобны свойствам пленок, осажденных из пучка кластеров: одинаковые размеры наночастиц, большая величина константы локальной анизотропии, пониженное значение параметра обмена.

Однако, наногранулированные пленки 3d-металлов, полученные методами конденсации кластерных и атомных пучков, имеют малые значения коэрцитивной силы, что, естественно, связано с влиянием суперпарамагнитного эффекта. Чтобы повысить температуру этого перехода, необходимо создать в них определенный структурный порядок. Для его формирования можно использовать высокую адсорбционную способность наночастиц к высокомолекулярным соединениям: например, осаждение металлических наночастиц проводить в соответствующей атмосфере или параллельно распылять металл и полимер.

В этом случае образование новой фазы связано с фазовым переходом, но в синтезе конечного продукта принимают участие и химические реакции [26]. Тонкие композитные пленки могут формироваться при одновременной полимеризации соответствующих соединений и вакуумном испарении металлов. Существуют следующие варианты синтеза: распыление металлической мишени в плазме тлеющего разряда полимера; совместное распыление соединений, выполняющих функцию матрицы, с парами металлов. Могут быть варианты, когда пары металлов и органического растворителя осаждают на охлаждаемую подложку, а затем конденсат нагревают до определенной температуры. Однако в большинстве случаев продуктом этих методов являются структурно неупорядоченные материалы. Очевидно, без специальным образом подготовленной матрицы невозможен синтез структурно-однородных нанокompозитов. Поэтому для отработки технологии получения наногранулированных магнитных пленок с упорядоченным расположением наночастиц, совмещающей физический и химический подходы, требуется решение ряда задач, касающихся вопросов формирования металлополимерной фазы и особенностей ее структуры при вакуумном осаждении конденсата.

## Заключение

Анализ возможных путей дальнейшего повышения плотности записи в устройствах магнитной памяти показал, что наряду с магнитными квантовыми дисками перспективным материалом для носителей могут стать наногранулированные магнитопленочные среды с размером наночастиц  $\leq 5$  nm.

Чтобы повысить температуру перехода в суперпарамагнитное состояние, необходимо в этих материалах сформировать определенный структурный порядок. Для реализации этой задачи можно использовать высокую адсорбционную способность наночастиц к высокомолекулярным соединениям. Химические методы получения нанокомпозитов показали возможность решения этой проблемы, но в прикладном плане более перспективно использовать "сухой" способ (без использования растворов) формирования наногранулированных структурно упорядоченных магнитных пленок. Поэтому для синтеза таких материалов предложено отработать технологию вакуумного осаждения нанокомпозитов, совмещающую физические и химические подходы.

Кроме чисто прикладного интереса структурно упорядоченные нанокомпозиты открывают широкое поле фундаментальных исследований.

## Список литературы

- [1] *White R.M.* // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 57. N 1. P. 2996–2999.
- [2] *Буркова Л.В., Фролов Г.И.* // Зарубежная электроника. 1987. N 9. С. 3–67.
- [3] *Фролов Г.И.* // Магнитные свойства кристаллических и аморфных сред. Новосибирск: Наука, 1989. С. 218–234.
- [4] *Aleksandrov K.S., Berman G.P., Frolov G.I., Seredkin V.A.* // SPIE Proc. Optical neural networks. 1991. Vol. 1621. P. 51–61.
- [5] *Стоун М.Д.* // PC Magazine (USSR). 1991. N 2. P. 11–18.
- [6] *Yogi T., Tsang C., Nguyen T.A.* et al. // IEEE Trans. Magn. 1990. Vol. 26. P. 2271–2275.
- [7] *Murdock E.S., Simmons R.F., Davidson R.* // IEEE Trans. Magn. 1992. Vol. 28. P. 3078–3081.
- [8] *Mallinson J.C.* // IEEE Trans. Magn. 1969. Vol. 5. P. 182–186.
- [9] *Kryder M.H., Messner W., Garley L.K.* // J. Appl. Phys. 1996. Vol. 79. N 8. P. 4485–4490.
- [10] *Zhu J.G., Bertram H.N.* // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 63. N 8. P. 3248–3253.
- [11] *McHenry M.E., Laughlin D.E.* // Acta mater. 2000. N 1. P. 223–238.
- [12] *Lambeth D.N., Velu E.M., Bellesis G.H.* et al. // J. Appl. Phys. 1996. Vol. 79. N 8. P. 4496–4501.
- [13] *Kisker H., Abara E.N., Yamada Y.* et al. // J. Appl. Phys. 1997. Vol. 81. N 8. P. 3937–3939.
- [14] *Okamoto I., Kaitsu I., Akimoto H.* et al. // Digests of Intermag 99 (Korea). 1999. AA-03.
- [15] *Chou S.Y., Wei M.S., Kraus P.R., Fischer P.B.* // J. Vac. Sci. Technol. 1994. Vol. B12. P. 3695–3700.
- [16] *Murdock E.S., Ryan P.J., Casto J.F.* et al. // Digests of Intermag 99 (Korea). 1999. BA-02.
- [17] *Вонсовский С.В.* // Магнетизм. М.: Наука, 1971. 1032 с.
- [18] *Heer W.A., Milani P., Chatelain A.* // Phys. Rev. Lett. 1990. Vol. 65. N 4. P. 488–491.
- [19] *Bucher J.P., Douglass D.C., Bloomfield L.A.* // Phys. Rev. Lett., 1991. Vol. 66. N 23. P. 3052–3055.
- [20] *Gantefor G., Eberhardt W.* // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 76. N 26. P. 4975–4978.
- [21] *Kimura K.* // Phys. Lett. A. 1991. Vol. 158. N 1–2. P. 85–88.
- [22] *Hsu C.-M., Lin H.-M., Tsai K.-R.* // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 76. N 8. P. 4793–4799.
- [23] *Aharon H.* // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 41. N 10. P. 5891–5893.
- [24] *Денисов С.И.* // ФТТ. 1999. Т. 41. Вып. 10. С. 1822–1827.
- [25] *Пожарский А.Ф.* // Соросовский образовательный журнал. 1997. № 9. С. 32–47.
- [26] *Помогайло А.Д., Розенберг А.С., Уфлянд И.Е.* Наночастицы металлов в полимерах. М.: Химия, 2000. 672 с.
- [27] *Luedtke W.D., Landman U.* // J. Phys. Chem. 1996. Vol. 100. N 2. P. 13 323–13 329.
- [28] *Harfenist S.A., Wang Z.L.* // J. Phys. Chem. 1999. Vol. 103. N 23. P. 4342–4345.
- [29] *Yin J.S., Wang Z.L.* // J. Phys. Chem. B. 1997. Vol. 101. N 44. P. 8979–8983.
- [30] *Perez J.P., Dupuis V., Tuaille J.* et al. // J. Magn. Magn. Mater. 1995. Vol. 145. N 1–2. P. 74–80.
- [31] *Perez A., Melinon P., Dupuis V.* et al. // J. Phys. D. 1997. Vol. 30. P. 709–721.
- [32] *Смирнов Б.М.* // УФН. 1997. 167. № 11. С. 1170–1200.
- [33] *Tuaille J., Dupuis V., Melinon P.* et al. // Phil. Magaz. A. 1997. Vol. 76. N 3. P. 493–507.
- [34] *Dupuis V., Tuaille J., Prevel B.* et al. // J. Magn. Magn. Mater. 1997. Vol. 165. P. 42–45.
- [35] *Фролов Г.И., Жигалов В.С., Жарков С.М., Яруллин И.П.* // ФТТ. 1994. Т. 36. Вып. 4. С. 970–973.
- [36] *Фролов Г.И., Баяков О.А., Жигалов В.С.* и др. // Письма ЖЭТФ. 1995. Т. 61. Вып. 1. С. 61–64.
- [37] *Фролов Г.И., Жигалов В.С., Польский А.И., Поздняков В.Г.* // ФТТ. 1996. Т. 38. Вып. 4. С. 1208–1212.
- [38] *Жигалов В.С., Фролов Г.И., Квеглис Л.И.* // ФТТ. 1998. 40. Вып. 11. С. 2074–2079.
- [39] *Жигалов В.С., Фролов Г.И., Мяжков В.Г.* и др. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 9. С. 136–138.
- [40] *Фролов Г.И., Жигалов В.С., Квеглис Л.И.* и др. // ФММ. 1999. Т. 88. № 2. С. 85–89.