

05

Максимальная плотность магнитной записи и распределение переключающих полей

© Е.З. Мейлихов, Р.М. Фарзетдинова

НИЦ „Курчатовский институт“,
Москва, Россия

E-mail: meilikhov@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 19 мая 2014 г.)

Произведен аналитический расчет параметров магнитной записи на квадратной решетке магнитных гранул паттернированной среды. Рассчитана предельная плотность продольной и поперечной записи, которая лимитируется тепловой неустойчивостью магнитного состояния и магнитодипольным взаимодействием магнитных гранул-битов. Для поперечной записи на стержнеобразных гранулах найдена функция распределения полей переключения, параметры которой определяются магнитодипольным взаимодействием гранул и их геометрией.

Работа поддержана грантом РФФИ № 12-02-00550-а.

1. Введение

Принцип магнитной записи был открыт 100 лет назад, когда датский инженер Паульсен сохранил информацию на длинной стальной проволоке, намагнитив отдельные ее участки в различных направлениях. С тех пор среда для магнитной записи стала иной, но принцип остался прежним: „запоминается“ магнитное состояние (величина и направление намагниченности) малого участка магнитной среды. В жестком диске компьютера эта среда представляет собой нанесенную на поверхность вращающегося диска тонкую пленку, состоящую из мелких (размером 10–100 нм) гранул магнитного материала (например, сплава железа с кобальтом). Специальное устройство — головка записи/чтения — может позиционироваться над любым участком диска, определять, в каком состоянии он находится (считывание информации), или изменять магнитное состояние этого участка (запись информации).

Еще несколько лет назад использовалась в основном так называемая продольная запись информации, при которой магнитные моменты тех участков, на которых хранится информация, лежат в плоскости диска. В последнее время наметился переход к перпендикулярной записи, при которой магнитный момент участка хранения информации перпендикулярен плоскости диска [1]. Он позволяет достичь более высоких плотностей хранения информации. Современные жесткие диски достигли плотности записи $\sim 150 - 200 \text{ Gb/inch}^2$.

Каждый участок записи хранит квант информации — бит. Один бит записывается на участке, содержащем примерно 20–50 магнитных гранул. Ясно, что предельно высокой плотности размещения информации можно было бы достичь, записывая бит на одной магнитной грануле. Для этого необходимо создать специальный магнитный носитель, содержащий отдельные регулярно расположенные магнитные гранулы-наночастицы одина-

кового размера, формы и ориентации (patterned media). Регулярность расположения необходима для возможности записи/чтения информации, а однородность перечисленных геометрических параметров — для сохранения записанной информации в течение длительного времени. Нарушение этих геометрических требований приводит к резкому снижению срока хранения информации (за счет релаксации намагниченности гранул наименьшего размера). Насколько все эти требования важны, настолько же и трудны для выполнения. В настоящее время никакой промышленной (и дешевой) технологии, способной их обеспечить, не существует.

Существующие технические трудности связаны с рядом фундаментальных физических проблем. Одна из них — давно известный „тепловой предел“, связанный с суперпарамагнетизмом малых однодоменных гранул при высокой (в данном случае комнатной) температуре [1]. Он ограничивает объем таких гранул снизу ($V > V_{\min}$) и тем самым лимитирует возможную плотность записи сверху.

Другой (тоже известный, но гораздо реже принимаемый во внимание) механизм такого ограничения — магнитостатическое взаимодействие намагниченных гранул. Он связан с влиянием собственного магнитного поля соседних гранул на состояние каждой гранулы и на величину поля, требуемого для перемагничивания. Для правильного учета этого эффекта нужно решать самосогласованную задачу, где возможное расстояние между гранулами определяется собственным магнитным полем, а оно в свою очередь зависит от этого расстояния. Задача осложняется тем обстоятельством, что обычно используемое дипольное приближение (когда гранулы, рассматриваются как точечные магнитные диполи) становится заведомо неверным в случае несферических гранул, расстояние между которыми сравнимо с их геометрическими размерами. В этом случае необходимо использовать более точную модель. В настоящей работе

сильно вытянутые эллипсоидальные гранулы представляются в виде однородно намагниченных стержней с длиной, равной длине большой оси гранул.

Учет указанного взаимодействия приводит к универсальному результату: оптимальный (с точки зрения плотности записи) объем гранул $V_{\text{opt}} = (9/4)V_{\text{min}}$. В то же время оптимальное расстояние между гранулами зависит от способа записи и вида решетки гранул.

Еще одной важной характеристикой записывающей среды является величина переключающего поля — минимального поля, необходимого для перемагничивания гранулы. В отсутствие межгранульного взаимодействия это поле одинаково для всех гранул. Однако в реальном случае магнитное поле, создаваемое соседями, индивидуально для каждой гранулы, так как зависит от записанной в ее окрестности информации. В результате переключающие поля для разных гранул отличны друг от друга. Появляющийся разброс переключающих полей можно характеризовать функцией их распределения. Оказывается, что, хотя эта функция далека от гауссовской, интегральные свойства этого распределения все же подобны таковым для некоторого гауссовского распределения, ширину которого можно найти (см. раздел 4).

Таким образом, предлагаемая аналитическая модель, выходя за рамки дипольного приближения, описывает наиболее важные характеристики среды для магнитной записи. Один из положительных выводов состоит в том, что магнитная запись на паттернированной среде в принципе позволяет достичь плотности, на один-два порядка большей, чем в выпускаемых сегодня промышленных дисках. Однако, несомненно, это потребует существенных технологических прорывов.

2. Тепловой предел

Рассмотрим ферромагнитную гранулу, форма которой представляет собой эллипсоид вращения с осями a и $b = c$. В отсутствие внешнего магнитного поля H в грануле существует спонтанный магнитный момент, характеризующийся вектором \mathbf{M} , величина которого равна $M = I_s V$, где V — объем гранулы, I_s — предельная намагниченность (намагниченность насыщения) материала гранулы. Что касается направления вектора \mathbf{M} , то в однодоменной грануле в отсутствие внешнего магнитного поля оно всегда совпадает с направлением длинной оси эллипсоида. В сплюснутом эллипсоиде таких направлений бесконечно много (вектор \mathbf{M} занимает любое положение в его экваториальной плоскости), а в вытянутом — только два (оба вдоль большой оси эллипсоида). Последний случай и представляет наибольший интерес с точки зрения записи информации, так как представляет собой частный пример системы с двумя устойчивыми состояниями, разделенными энергетическим барьером ΔU . Именно такую систему удобно использовать для записи бита информации: двум возможным направлениям магнитного момента соответствуют 0 или 1.

Запись информации производится внешним воздействием, осуществляемым с помощью индукционной (генерирующей магнитное поле) головки, которая переводит гранулу из состояния с одним направлением магнитного момента в состояние с другим его направлением. Считывание информации производится магниточувствительной головкой (индукционной или, например, магниторезистивной, использующей эффект изменения сопротивления некоторых сред под действием магнитного поля).

Основное требование к записи — обеспечение сохранности записанной информации (в данном случае направления магнитного момента) в течение достаточно длительного времени. Обычно говорят о времени порядка 10 лет. В малых гранулах основной механизм, приводящий к перевороту магнитного момента (и тем самым к потере информации), — это тепловое возбуждение. Время τ хранения информации определяется аррениевской формулой [2]

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{\Delta U}{kT}\right), \quad (1)$$

в которой $\tau_0 \sim 10^{-9}$ s.

Из нее следует, что время хранения информации чрезвычайно сильно (экспоненциально) зависит от высоты энергетического барьера ΔU , разделяющего два устойчивых состояния намагниченности гранулы. Для того чтобы иметь $\tau \gtrsim 10$ лет, необходимо выполнить условие

$$\frac{\Delta U}{kT} \gtrsim 40. \quad (2)$$

В том случае, когда магнитная анизотропия определяется в основном формой гранулы, энергетический барьер равен

$$\Delta U = \frac{1}{2} \nu V I_s^2, \quad \nu = N_b - N_a, \quad (3)$$

где N_b , N_a — коэффициенты размагничивания гранулы вдоль осей b и a соответственно. Этот барьер тем выше, чем больше объем V магнитной гранулы и намагниченность насыщения I_s ее материала, а также чем более она вытянута вдоль своей длинной оси.

Далее при всех оценках будем иметь в виду Fe-гранулы, для которых $I_s = 1700$ G; температуру будем считать комнатной ($T = 300$ K). Подставляя (3) в (2), находим

$$V \gtrsim V_{\text{min}}, \quad V_{\text{min}}[\text{nm}^3] = \frac{1000}{\nu}, \quad (4)$$

V_{min} — минимальный объем Fe-гранул, магнитный момент которых в течение 10 лет сохраняет неизменное направление. Подчеркнем, что полученная оценка относится к изолированным (не взаимодействующим друг с другом) магнитным гранулам. Из (4) следует, что для уменьшения величины V_{min} следует брать гранулы с большим значением параметра ν , т.е. гранулы в виде сильно вытянутого эллипсоида ($a \gg b$). Независимо от

точного значения этого отношения можно приближенно считать $\nu = 2\pi$, что дает окончательную оценку

$$V \gtrsim V_{\min}, \quad V_{\min} = 160 \text{ nm}^3. \quad (5)$$

Объем эллипсоидальной гранулы с полуосями a , b равен $V = (4\pi/3)ab^2$. Выбрав для определенности отношение осей эллипсоидальной гранулы $a/b \approx 6$, получим $V = (\pi/27)a^3 = 8\pi b^3$. Гранула такой формы с минимальным объемом V_{\min} имеет размеры $2a_{\min} \approx 22 \text{ nm}$, $2b_{\min} \approx 3.7 \text{ nm}$. Площади двух поперечных сечений описывающего ее вытянутого параллелепипеда (одно из которых параллельно, а другое перпендикулярно оси вращения гранулы, или длинной оси параллелепипеда) равны соответственно $4a_{\min}b_{\min} \approx 80 \text{ nm}^2$ и $4b_{\min}^2 \approx 13.7 \text{ nm}^2$. Предельно достижимой плотности хранения информации соответствует плотная однослойная упаковка рассматриваемых гранул. Существует два вида такой упаковки: параллелепипеды, описывающие гранулы, соприкасаются боковыми поверхностями, „лежа“ в плоскости диска (это соответствует традиционной параллельной записи информации) или „стоя“ нормально к его поверхности (перпендикулярная запись). Полагая, что каждая гранула хранит один бит информации, находим, что в первом случае плотность записи составляет $S_{\parallel} \approx 1200 \text{ Gb/cm}^2 = 1.2 \text{ Tb/cm}^2$, а во втором — $S_{\perp} \approx 7000 \text{ Gb/cm}^2 = 7 \text{ Tb/cm}^2$.

Достижимы ли эти фантастические цифры на практике? Одна из проблем на этом пути — техническая — связана с конструкцией записывающих/считывающих головок: сегодня нет головок, позиционирующихся с точностью 1–10 nm и располагающихся настолько близко к поверхности диска (на расстояниях 1–10 nm), чтобы записывать/считывать информацию на одной грануле. Другая проблема принципиальная — магнитное взаимодействие близко расположенных гранул, которое, как и тепловое возбуждение, может приводить к сокращению срока хранения информации.

3. Собственное поле и оптимальная структура

До сих пор мы не учитывали того, что всякая намагниченная гранула, будучи магнитным диполем (не обязательно точечным, см. подраздел 3.2), создает вокруг себя магнитное поле. Это приводит к тому, что в любой точке на поверхности магнитного диска существует магнитное поле, являющееся суммой дипольных полей отдельных намагниченных гранул. Назовем одну из гранул „центральной“ и для определенности будем считать, что она расположена в начале координат. Если направление суммарного поля окружающих гранул близко к направлению ее собственного магнитного момента, то тогда это поле не снижает устойчивости намагниченности центральной гранулы. Однако направление поля окружающих гранул может быть близко к противоположному, и тогда оно будет стремиться „перевернуть“

магнитный момент центральной гранулы и тем самым „стереть“ записанную на ней информацию (или по крайней мере сократить время ее сохранности). Это чрезвычайно негативное явление связано с понижением высоты энергетического барьера ΔU (разделяющего два различных магнитных состояния гранулы) при неблагоприятном направлении суммарного внешнего поля [3]. Чтобы оценить, насколько существенным может быть последний эффект, воспользуемся соотношением [4]

$$\Delta U'/\Delta U = (1 - h_v)^2 < 1, \quad h_v = \frac{H}{\nu I_s}, \quad (6)$$

которое показывает,¹ насколько энергетический барьер $\Delta U'$ в „неблагоприятном“ внешнем магнитном поле H ниже исходного барьера ΔU .

Далее будем считать, что длинные оси всех гранул параллельны друг другу. Поле H , созданное на центральной грануле всеми окружающими ее намагниченными гранулами, зависит от того, в какую сторону направлены их магнитные моменты, т.е. от того, какая информация записана в окрестности центральной гранулы. При расчете срока хранения бита информации мы должны исходить из самого неблагоприятного распределения этих моментов. Именно для него нужно рассчитать магнитное поле H и вычислить соответствующее понижение высоты барьера, определяющего время хранения информации. Согласно (3), исходная высота барьера пропорциональна объему гранулы. Поэтому для того, чтобы скомпенсировать эффект магнитного взаимодействия гранул, необходимо увеличить их объем по сравнению с минимальным объемом V_{\min} . При этом неизбежно упадет плотность битов, но другого способа нивелировать взаимодействие намагниченных гранул нет. Таким образом, ясно, что реально получить приводившиеся выше фантастически высокие плотности записи вряд ли возможно.

Для гранул с магнитным моментом M , находящихся в узлах решетки с периодом l , естественным масштабом измерения суммарного магнитного поля H на центральной грануле является характерное поле M/l^3 , создаваемое на ней одной ближайшей гранулой. Пусть

$$H = \frac{M}{l^3} D, \quad (7)$$

где D — решеточная сумма, рассчитываемая для самого неблагоприятного случая и зависящая от типа решетки гранул. Тогда приведенное поле (6), определяющее понижение порога, равно

$$h_v = \frac{H}{\nu I_s} = \left(\frac{V}{l^3}\right) \gamma, \quad \gamma \equiv \frac{D}{\nu}.$$

¹ Это соотношение предполагает, что магнитный момент выбранной гранулы и внешнее магнитное поле антипараллельны. Реально понижение высоты барьера зависит не только от величины поля H , но и от его направления. При равной величине поля наибольшее понижение барьера происходит в том случае, когда поле направлено под углом 135° по отношению к магнитному моменту гранулы. Однако пока отношение $\Delta U'/\Delta U$ не очень мало ($\Delta U'/\Delta U \gtrsim 0.5$), различия между этим, самым „плохим“, случаем и рассматриваемым в работе не превышает $\sim 30\%$.

Чтобы обеспечить необходимое время хранения информации, понижение высоты барьера собственным магнитным полем гранул следует скомпенсировать адекватным увеличением их объема

$$V = \frac{V_{\min}}{(1 - h_v)^2} = \frac{V_{\min}}{[1 - \gamma(V/l^3)]^2}. \quad (8)$$

Решение $l = l_{\text{opt}}$ этого уравнения и определяет минимально возможный период решетки гранул. Записав его в виде

$$\frac{l^3}{\gamma V_{\min}} = F(V/V_{\min}),$$

где

$$F(x) = \frac{x^{3/2}}{x^{1/2} - 1}, \quad (9)$$

обнаружим, что минимальное значение правой части уравнения (9) реализуется при $x = 9/4$ и равно $27/4$. При этом, естественно, минимальна и левая часть этого уравнения, равная в этом случае $l_{\text{opt}}^3/\gamma V_{\min}$.

Итак, для оптимальной (в смысле плотности записи) магнитной структуры

$$V_{\text{opt}} = \frac{9}{4} V_{\min}, \quad l_{\text{opt}}^3 = \frac{27}{4} \gamma V_{\min} = \frac{1}{8} D a_{\min}^3. \quad (10)$$

Соотношения (10) — основа всех результатов работы. Эти соотношения универсальны и могут использоваться в любой модели расчета собственного поля гранул для определения оптимальных структур магнитной памяти.²

3.1. Точечные диполи

3.1.1. Перпендикулярная запись. Рассмотрим сначала перпендикулярную запись, при которой длинные оси гранул ориентированы перпендикулярно плоскости диска. В этом случае самым неблагоприятным распределением магнитных моментов в окрестности „центральной“ гранулы является такое, при котором все эти моменты ориентированы параллельно ее намагниченности. При этом в месте расположения центральной гранулы создается максимальное поле. Для гранул с магнитными моментами M , расположенных в узлах квадратной решетки с периодом l , это поле находится суммированием по узлам решетки

$$H = \frac{M}{l^3} D, \quad D = \sum_{i=-\infty}^{\infty} \sum_{j=-\infty}^{\infty} \frac{1}{(i^2 + j^2)^{3/2}}. \quad (11)$$

Численное значение решеточной суммы $D = 9$, причем вклад ближайших и следующих за ними гранул ($i, j \leq 2$) в эту сумму составляет примерно 75%. Это известное „правило 9“: суммарное поле в узле квадратной решетки точечных магнитных моментов, перпендикулярных ее плоскости, в 9 раз больше поля, создаваемого одним соседним узлом [5,6].

² Перемагничивание гранулы при записи информации легче всего производить полем, направленным под углом 135° к ее магнитному моменту. В этом случае вместо (6) имеем $\Delta U'/\Delta U = (1 - h_v)^\kappa$, где $\kappa \approx 1.43$ [4], и $V_{\text{opt}}/V_{\min} = (1 + 1/\kappa)^\kappa \approx 2.13$, что всего лишь на 5% отличается от результата (10).

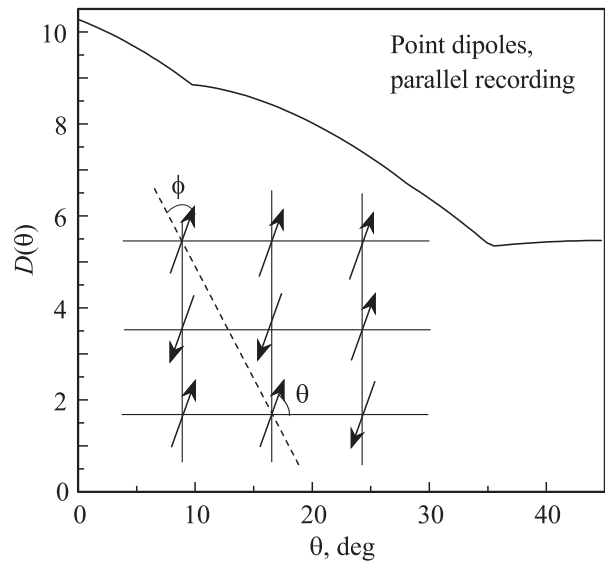


Рис. 1. Угловая зависимость $D(\theta)$ магнитного поля на центральной грануле в модели точечных диполей для продольной записи. На вставке — квадратная решетка ориентированных точечных магнитных моментов.

В рассмотренном выше примере минимальный объем гранул без учета их взаимодействия был равен $V_{\min} = 160 \text{ nm}^3$. С учетом взаимодействия, согласно (10), оптимальный объем $V_{\text{opt}} \approx 360 \text{ nm}^3$ гораздо больше, а оптимальное расстояние между гранулами $l_{\text{opt}} \approx a_{\min} \approx 11 \text{ nm}$. Соответствующая этому расстоянию плотность записи $S_{\perp} \approx 1/l_{\text{opt}}^2 \approx 700 \text{ Gb/cm}^2$, что на порядок меньше фантастически высокой плотности записи $S_{\perp} \approx 7 \text{ Tb/cm}^2$, рассчитанной без учета межгранульного взаимодействия.

3.1.2. Продольная запись. Рассмотрим теперь систему с продольной записью. Энергия взаимодействия двух точечных параллельных диполей с магнитными моментами M равна

$$W_{ij} = \frac{M^2}{r_{ij}^3} [3 \cos^2(\phi_{ij} + \theta) - 1],$$

где r_{ij} — расстояние между ними, ϕ_{ij} — угол, который прямая, соединяющая диполи, составляет с направлением магнитных моментов, θ — угол между магнитными моментами и сторонами квадратной решетки гранул (см. вставку на рис. 1). При продольной записи суммарное эффективное поле всех гранул, окружающих центральную гранулу, может быть вычислено по формуле

$$H = \frac{\sum_{i,j} W_{ij}}{M} = \frac{M}{l^3} D(\theta), \quad (12)$$

где в самом неблагоприятном случае

$$D(\theta) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} \sum_{j=-\infty}^{\infty} \frac{1}{(i^2 + j^2)^{3/2}} \times \left| 3 \left(\frac{j}{\sqrt{i^2 + j^2}} \cos \theta - \frac{i}{\sqrt{i^2 + j^2}} \sin \theta \right)^2 - 1 \right|. \quad (13)$$

Угловая зависимость $D(\theta)$ представлена на рис. 1. Наиболее благоприятной (отвечающей наибольшей плотности записи) является ориентация гранул под углом $\theta \approx 35^\circ$ к стороне решетки, когда $D \approx 5.35$, а наименее благоприятной — их ориентация вдоль стороны решетки ($\theta = 0$), когда $D \approx 10.3$. Соотношения (10) по-прежнему справедливы, и из них следует $l_{\text{opt}} \approx 0.88a_{\text{min}} \approx 9.7 \text{ nm}$ в первом случае и $l_{\text{opt}} \approx 1.1a_{\text{min}} \approx 12 \text{ nm}$ во втором. Соответствующие плотности записи $S_{\parallel} \approx 1.1$ и $\approx 0.7 \text{ Tb/cm}^2$.

3.2. Линейные диполи

Полученные выше результаты основаны на предположении, что поле, создаваемое магнитными гранулами, совпадает с полем точечных диполей. Однако, как видим, период l_{opt} оптимальной решетки гранул оказывается близок к их продольному размеру $2a_{\text{opt}}$. Это означает, что точно-дипольное приближение неприменимо (во всяком случае для гранул, близких к центральной) и межгранульное взаимодействие следует рассматривать в рамках более адекватной модели. Заранее неясно, каков знак ошибки приближения точечных диполей: занижает ли это приближение эффективное размагничивающее поле или, наоборот, завышает. Иными словами, окажется ли плотность записи, рассчитанная с учетом реальной формы гранул, выше или ниже предсказываемой приближением точечных диполей? Ответ на этот вопрос оказывается двояким. Он зависит от метода записи: для параллельной записи — первый вариант ответа, а для перпендикулярной записи — второй.

Далее мы используем модель, в которой гранулы — это однородно намагниченные цилиндрические стержни длиной $2a$ и диаметром $2b$. Поскольку оптимальные размеры гранул превышают минимальные всего в $(9/4)^{1/3} \approx 1.35$ раза (т.е. на 35%), при расчетах можно считать длину стержней постоянной и равной $2a_{\text{min}}$ независимо от периода решетки.

Если период квадратной решетки модельных гранул значительно превышает их диаметр ($l \gg 2b$), то возможно дальнейшее упрощение — представление гранул в виде бесконечно тонких (однородно намагниченных) стержней длиной $2a_{\text{min}}$, обладающих магнитным моментом M . Магнитоэстатическая энергия взаимодействия двух таких параллельных стержней дается формулой [7]

$$W_{ij} = \frac{M^2}{4a_{\text{min}}^3} \left[\frac{2a_{\text{min}}}{r_{ij}} - \frac{a_{\text{min}}}{\sqrt{r_{ij}^2 + 4a_{\text{min}}^2 + 4a_{\text{min}}r_{ij} \cos \phi_{ij}}} - \frac{a_{\text{min}}}{\sqrt{r_{ij}^2 + 4a_{\text{min}}^2 - 4a_{\text{min}}r_{ij} \cos \phi_{ij}}} \right], \quad (14)$$

в которой $r_{ij} = l(i^2 + j^2)^{1/2}$ — расстояние между их центрами, ϕ_{ij} — угол между направлением их осей и прямой, эти центры соединяющей ($i, j = 1, 2, \dots$).

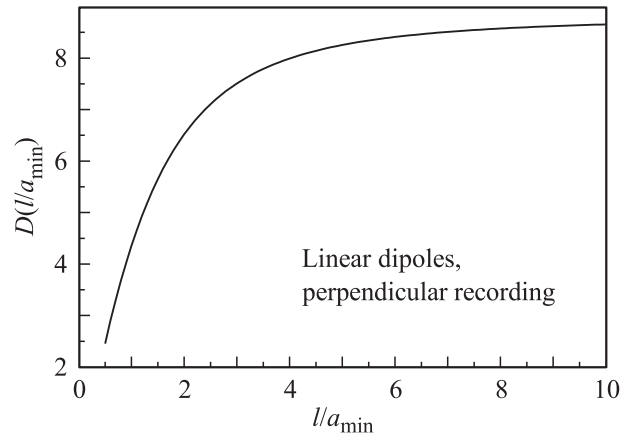


Рис. 2. Зависимость $D(l/a_{\text{min}})$ магнитного поля на центральной грануле от соотношения периода квадратной решетки и размеров диполя в модели линейных диполей при перпендикулярной записи.

С помощью этой формулы мы произведем аналитический расчет суммарного магнитного поля на центральной грануле. Модельный численный расчет такого рода (для гексагональной решетки стержнеобразных гранул с заданным набором геометрических параметров) производился в [8].

3.2.1. Перпендикулярная запись. В конфигурации, соответствующей поперечной магнитной записи, $\phi_{ij} = 90^\circ$, и (14) упрощается

$$W_{ij} = \frac{M^2}{2l^3} \left(\frac{l}{a} \right)^2 \left[\frac{1}{\rho_{ij}} - \frac{1}{\sqrt{\rho_{ij}^2 + 4(a_{\text{min}}/l)^2}} \right], \quad (15)$$

где $\rho_{ij} = r_{ij}/l$.

Эффективное магнитное поле (действующее на центральную гранулу), которое создается самой неблагоприятной конфигурацией магнитных моментов всех остальных гранул, равно

$$H = \frac{\sum_{i,j} W_{ij}}{M} = \frac{M}{l^3} D(l/a_{\text{min}}), \quad (16)$$

где

$$D(l/a_{\text{min}}) = \frac{1}{2} \left(\frac{l}{a_{\text{min}}} \right)^2 \times \sum_{\substack{i=-\infty \\ (i^2+j^2 \neq 0)}}^{\infty} \sum_{j=-\infty}^{\infty} \left[\frac{1}{\sqrt{i^2 + j^2}} - \frac{1}{\sqrt{i^2 + j^2 + 4(a_{\text{min}}/l)^2}} \right]. \quad (17)$$

Нетрудно убедиться, что при $l/a_{\text{min}} \rightarrow \infty$ эта формула переходит в соотношение (11).

Полученный результат отличается от прежнего (см. (11)) только тем, что решеточная сумма $D = D(l/a)$ зависит теперь от отношения l/a_{min} периода решетки и длины гранул. Тем не менее это не мешает

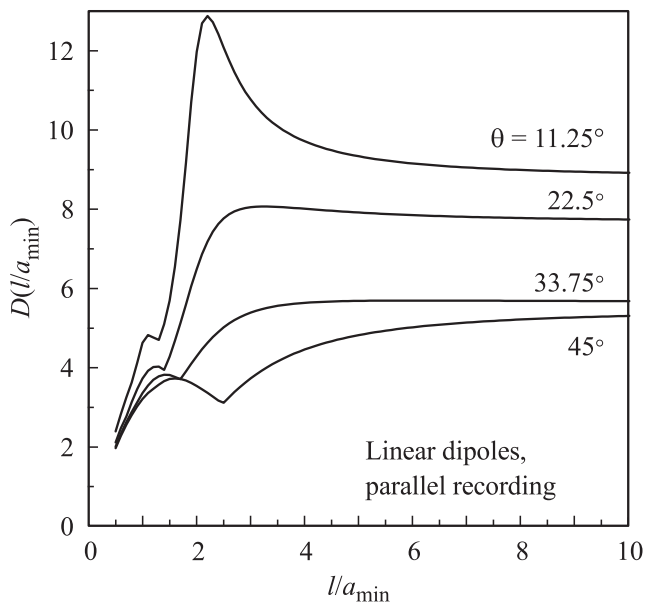


Рис. 3. Зависимость $D(l/a_{\min})$ магнитного поля на центральной грануле от соотношения периода квадратной решетки и размеров диполя в модели линейных диполей при параллельной записи и различных ориентациях диполей.

нам повторить рассуждения, которые ведут к соотношениям (10). Теперь они имеют вид

$$V_{\text{opt}} = \frac{9}{4} V_{\min}, \quad \left(\frac{l_{\text{opt}}}{a_{\min}}\right)^3 = \frac{1}{8} D(l_{\text{opt}}/a_{\min}). \quad (18)$$

Оптимальный объем гранул по-прежнему в 2.25 раза больше минимального объема, диктуемого устойчивостью направления магнитного момента гранулы к тепловым возмущениям. Однако период l_{opt} оптимальной решетки находится теперь путем решения второго из уравнений (18). Необходимая для этого зависимость $D(l/a_{\min})$ решеточной суммы представлена на рис. 2. В соответствии с результатом точечно-дипольного приближения $D \approx 9$ при больших значениях отношения l/a_{\min} , но с его уменьшением величина $D(l/a_{\min})$ быстро падает. При этом оптимальный период решетки оказывается равным $l_{\text{opt}} = 0.76a_{\min} \approx 8.4 \text{ nm}$, что меньше точечно-дипольного результата: $l_{\text{opt}} = 11 \text{ nm}$. Соответствующая плотность записи $S_{\perp} = 1/l_{\text{opt}}^2 \approx 1.4 \text{ Tb/cm}^2$, что вдвое выше результата, полученного в приближении точечных диполей. Тем не менее по сравнению с „тепловым пределом“ эта плотность записи все еще в 7 раз ниже.

3.2.2. Продольная запись. Рассмотрим теперь продольную запись в приближении линейных диполей, которые расположены в узлах квадратной решетки оси которых повернуты на угол θ относительно одной из сторон решетки. В этом случае для вычисления собственного поля магнитных гранул следует использовать общее соотношение (14), в котором углы ϕ_{ij} заменяются

углами $(\phi_{ij} + \theta)$. Поле на центральной грануле равно

$$H = \frac{\sum_{i,j} W_{ij}}{M} = \frac{M}{l^3} D(l/a_{\min}), \quad (19)$$

где

$$D(l/a_{\min}) = \frac{1}{4} \left(\frac{l}{a_{\min}}\right)^2 \sum_{i=-\infty}^{\infty} \sum_{j=-\infty}^{\infty} \left[\frac{2}{\sqrt{i^2 + j^2}} - \frac{1}{\sqrt{i^2 + j^2 + 4(a_{\min}/l)^2 + 4(a_{\min}/l)(j \cos \theta - i \sin \theta)}} - \frac{1}{\sqrt{i^2 + j^2 + 4(a_{\min}/l)^2 - 4(a_{\min}/l)(j \cos \theta - i \sin \theta)}} \right]. \quad (20)$$

Зависимости $D(l/a_{\min})$ при различных значениях угла θ представлены на рис. 3.³ Они дают возможность решить уравнение (18) и найти оптимальный период решетки. Последний оказывается наименьшим при угле поворота $\theta = 45^\circ$ (при котором к тому же исключается перекрытие гранул, невозможное в реальной системе) и равным $l_{\text{opt}} \approx 0.68a_{\min} \approx 7.5 \text{ nm}$. Соответствующая плотность записи $S_{\parallel} \approx 1.8 \text{ Tb/cm}^2$.

4. Распределение полей переключения

В системе невзаимодействующих идентичных гранул их переключение (в состоянии с противоположным направлением намагниченности) требует приложения вполне определенного, одинакового для всех гранул внешнего магнитного поля H_0 , называемого полем H_{sw} переключения. Картина меняется, если принять во внимание их магнитное взаимодействие. В этом случае следует учитывать, что при записи произвольной информации направления магнитных моментов различных гранул являются случайными. Столь же случайным является знакопеременное магнитное поле H на центральной грануле, а также действующее на нее суммарное поле $H_0 + H$. Переключение теперь произойдет, если $H_0 + H \geq H_{sw}$. Учитывая, что $-H_{\max} \leq H \leq H_{\max}$ (где $H_{\max} = (M/l^3)D$), заключаем, что имеет место разброс значений H_0 внешнего поля, необходимого для переключения различных гранул. Теперь минимальные переключающие поля заполняют диапазон $H_{sw} - H_{\max} \leq H_0 \leq H_{sw} + H_{\max}$ (для записывающей среды $H_{sw} - H_{\max} > 0$, иначе перемагничивание гранул может происходить без внешнего поля).

Таким образом, даже в системе абсолютно идентичных гранул появляется разброс полей переключения. Функция $F(H)$ распределения этих полей является практически важной характеристикой магнитной среды. Она определяется в основном состояниями гранул, входящих

³ Максимум вблизи $l/a_{\min} = 2$ при $\theta \approx 11^\circ$ есть отражение одной из сингулярностей энергии взаимодействия линейных диполей при $\theta = 0$, которые в этом случае возникают из-за пространственного совмещения их полюсов при условии $a_{\min} = (i/2)l$ ($i = 1, 2, \dots$).

в состав первого и второго координационного круга (для квадратной решетки координационного квадрата) центральной гранулы. В приближении точечных диполей максимальный суммарный вклад N первых таких „кругов“ при перпендикулярной записи рассчитывается по формуле

$$H_N = \frac{M}{l^3} D_N, \quad D_N = \sum_{i=-N}^N \sum_{\substack{j=-N \\ (i^2+j^2 \neq 0)}}^N \frac{1}{(i^2 + j^2)^{3/2}} \quad (N=1, 2, \dots). \quad (21)$$

Индивидуальный вклад N -го круга равен $\Delta D_N = D_N - D_{N-1}$ ($N = 1, 2, \dots, D_0 = 0$). Результаты расчета приведены на рис. 4. Видно, что вклад двух ближайших кругов в суммарное дипольное поле H , создаваемое на центральной грануле, составляет $\sim 75\%$. Это позволяет при расчете функции распределения $F(H)$ ограничиться учетом лишь этих двух координационных кругов.

Начнем с полей, создаваемых ближайшими восемью гранулами первого координационного круга, из которых четыре расположены на расстоянии l от начала координат и четыре на расстоянии $l\sqrt{2}$. Пусть s гранул первого типа и r гранул второго типа намагничены таким образом, что создаваемое ими поле на центральной грануле „отрицательно“ а остальные — так, что создают на ней „положительное“ поле. Вероятность такой конфигурации есть $p_{sr}^{(1)} = C_4^s C_4^r / 2^8$, а создаваемое ею суммарное поле равно

$$H_{sr}^{(1)} = \frac{M}{l^3} \left[(4 - 2s) + \frac{4 - 2r}{(\sqrt{2})^3} \right]. \quad (22)$$

Функция распределения этого поля есть

$$\Phi^{(1)}(H) = \frac{1}{2^8} \sum_{s=0}^4 \sum_{r=0}^4 C_4^s C_4^r \delta \left[H - H_{sr}^{(1)} \right], \quad (23)$$

где C_n^m — биномиальные коэффициенты.

Аналогично во втором координационном круге имеются четыре гранулы на расстоянии $2l$ от начала координат, четыре гранулы на расстоянии $2\sqrt{2}l$ и восемь гранул — на расстоянии $\sqrt{5}l$. Пусть k гранул первого типа, n гранул второго типа и m гранул третьего типа создают „отрицательное“ поле на центральной грануле. Вероятность такой конфигурации есть $p_{knm}^{(2)} = C_4^k C_4^n C_8^m / 2^{16}$, а создаваемое ею суммарное поле равно

$$H_{knm}^{(2)} = \frac{M}{l^3} \left[\frac{4 - 2k}{2^3} + \frac{4 - 2n}{(2\sqrt{2})^3} + \frac{8 - 2m}{(\sqrt{5})^3} \right]. \quad (24)$$

Функция распределения этого поля

$$\Phi^{(2)}(H) = \frac{1}{2^{16}} \sum_{k=0}^4 \sum_{n=0}^4 \sum_{m=0}^8 C_4^k C_4^n C_8^m \delta \left[H - H_{knm}^{(2)} \right]. \quad (25)$$

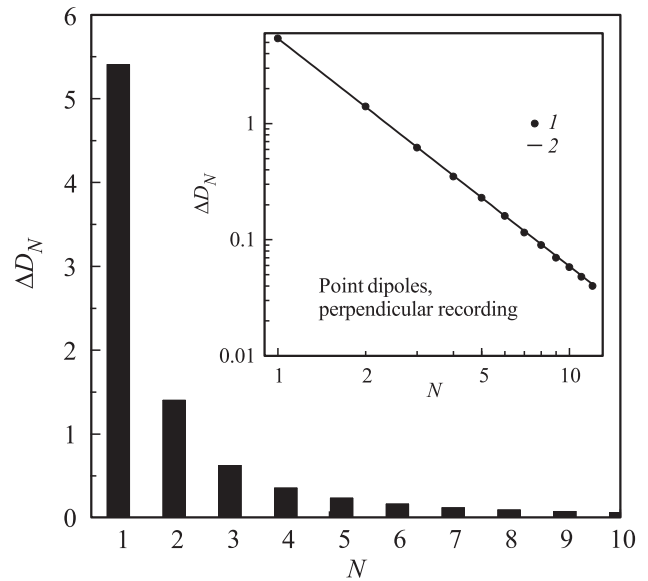


Рис. 4. Вклады последовательных координационных кругов точечных диполей в магнитное поле на центральной грануле для перпендикулярной записи. На вставке — то же в двойном логарифмическом масштабе (1 — расчет, 2 — степенная зависимость $\Delta D_N = 5.415N^{-1.963}$).

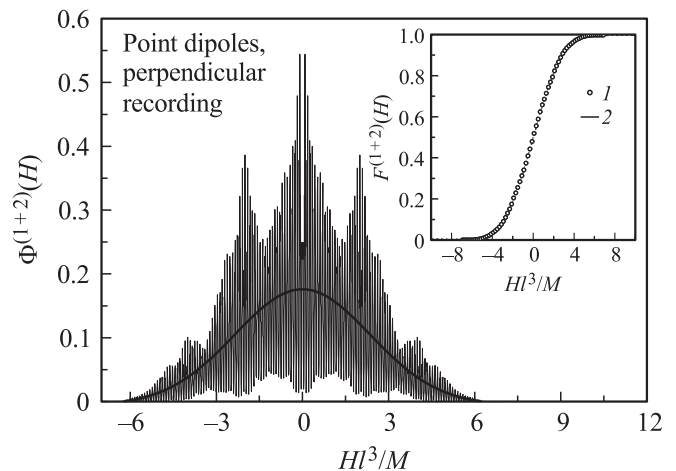


Рис. 5. Функция $\Phi^{(1+2)}(H)$ распределения полей, создаваемых точечными диполями первых двух координационных кругов на центральной грануле для перпендикулярной записи. Гладкая кривая — наилучшее приближение гауссовской функции. На вставке — кумулятивные функции распределения $F^{(1+2)}(H)$ (1) и $(1 + \operatorname{erf}(H/\sqrt{2}\sigma))/2$ (2); $\operatorname{erf}(x) = (2/\sqrt{\pi} \int_0^x) e^{-t^2} dt$ — функция ошибок.

Окончательно функция распределения поля, создаваемого совместно гранулами первого и второго координационного круга, есть

$$\Phi^{(1+2)}(H) = \frac{1}{2^{24}} \sum_{s=0}^4 \sum_{r=0}^4 \sum_{k=0}^4 \sum_{n=0}^4 \sum_{m=0}^8 C_4^s C_4^r C_4^k C_4^n C_8^m \times \delta \left[H - (H_{sr}^{(1)} + H_{knm}^{(2)}) \right]. \quad (26)$$

Найденная функция распределения представляет собой набор дельтообразных компонент, и для удобства ее графического представления мы искусственно уширили эти компоненты, заменив дельта-функции нормированными гауссовскими функциями со стандартным отклонением $\sigma_0 = 0.005$, соответствующим примерно 10% типичного расстояния между соседними компонентами распределения. График этой функции представлен на рис. 5. Интегральные свойства этого распределения подобны таковым для гауссовского распределения со стандартным отклонением $\sigma_{\text{dip}} = (2.36 \pm 0.05)(M/l^3)$ (показано на рис. 5 сплошной кривой). Действительно, как видно из вставки к рис. 5, кумулятивная функция распределения

$$F^{(1+2)}(H) = \int_{-\infty}^H \Phi^{(1+2)}(H) dH \quad (27)$$

совпадает с таковой для гауссовской функции

$$\mathcal{F}_{\text{dip}}(H) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\text{dip}}} e^{-H^2/2\sigma_{\text{dip}}^2} \quad (28)$$

с указанным стандартным отклонением σ_{dip} .

Функция $\Phi^{(1+2)}(H)$ — это основная часть функции распределения дипольных полей в рассматриваемой системе. В принципе, нужно было бы еще учесть вклад дальних координационных кругов ($N \geq 3$). Методом, изложенным в [9], можно показать, что он проявляется только в добавлении к распределению квазилоренцевских „крыльев“, где $\Phi^{(1+2)}(H) \propto H^{5/3}$. Однако их интегральный вклад невелик, и они, естественно, не простираются за пределы интервала полей $|H| \leq H_{\text{max}}$.

Распределение полей переключения для линейных диполей находится по тому же рецепту, но в этом случае

$$H_{sr}^{(1)} = \frac{1}{2\chi^2} \left[(4 - 2s) \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + 4\chi^2}} \right) + (4 - 2r) \left(\frac{1}{\sqrt{2}} - \frac{1}{\sqrt{2 + 4\chi^2}} \right) \right] \left(\frac{M}{l^3} \right), \quad (29)$$

$$H_{knm}^{(2)} = \frac{1}{2\chi^2} \left[(4 - 2k) \left(\frac{1}{\sqrt{4}} - \frac{1}{\sqrt{4 + 4\chi^2}} \right) + (4 - 2n) \left(\frac{1}{\sqrt{8}} - \frac{1}{\sqrt{8 + 4\chi^2}} \right) + (8 - 2m) \left(\frac{1}{\sqrt{5}} - \frac{1}{\sqrt{5 + 4\chi^2}} \right) \right] \left(\frac{M}{l^3} \right). \quad (30)$$

Если длина диполей сравнима с периодом решетки ($\chi \equiv a_{\text{min}}/l \sim 1$), то это распределение оказывается существенно более узким. Для примера на рис. 6 представлена функция распределения $\Phi^{(1+2)}(H)$ полей, создаваемых линейными диполями первого и второго координационного круга для случая перпендикулярной записи

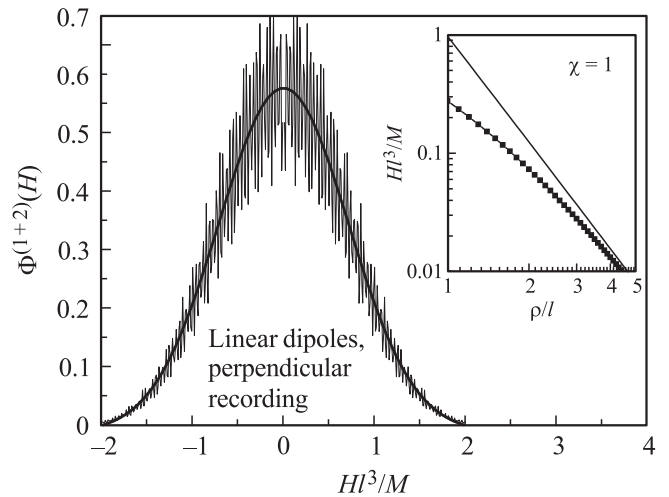


Рис. 6. Функция распределения $\Phi^{(1+2)}(H)$ полей, создаваемых линейными диполями первого и второго координационного кругов для случая перпендикулярной записи при $\chi = 1$. Гладкая кривая — гауссовская функция со стандартным отклонением $\sigma = (0.72 \pm 0.02)(M/l^3)$. На вставке — зависимость полей точечного и линейного (нижняя кривая) диполей от их расстояния до начала координат ($\chi = 1$).

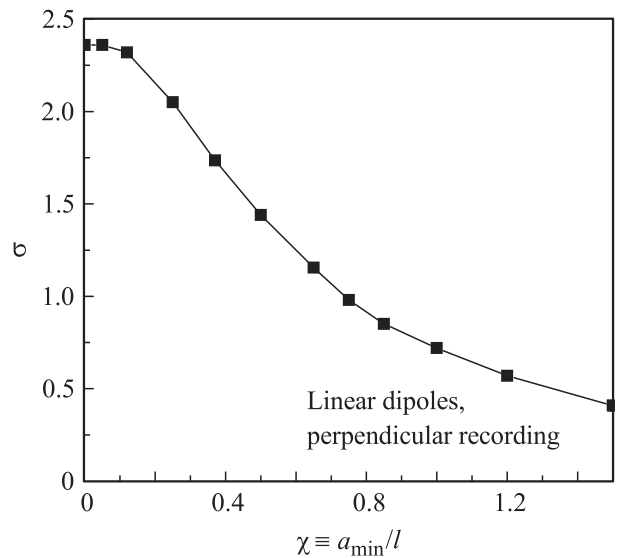


Рис. 7. Зависимость ширины σ распределения полей переключения от параметра $\chi \equiv a_{\text{min}}/l$ для решетки линейных диполей при перпендикулярной записи.

записи при $\chi = 1$. Сужение интервала дипольных полей на центральной грануле связано в этом случае с гораздо более медленным (по сравнению с точечным диполем) ростом полей линейных диполей с уменьшением их расстояния до центральной гранулы, если $\rho \lesssim 2-3$ (см. вставку на рис. 6). Сама форма распределения $\Phi^{(1+2)}(H)$ и в этом случае в среднем хорошо описывается гауссовской функцией со стандартным отклонением $\sigma_{\text{dip}} = (0.72 \pm 0.02)(M/l^3)$ (показана гладкой кривой на рис. 6).

Модель	Продольная запись, Gb/cm ²		Поперечная запись, Gb/cm ²
Без учета собственного поля	1200		7000
С учетом собственного поля (модель точечных диполей)	$\theta = 0^\circ$	700	700
	$\theta = 35^\circ$	1100	
С учетом собственного поля (модель линейных диполей)	$\theta = 11.5^\circ$	1400	1400
	$\theta = 45^\circ$	1800	

Примечание. θ — угол между одной из сторон квадратной решетки гранул и их длинной осью.

Сравнение распределений $\Phi^{(1+2)}(H)$ для точечных и линейных диполей (рис. 5, 6) показывает, что во втором случае (соответствующем $\chi = 1$) это распределение существенно уже. Зависимость ширины σ распределения полей переключения от параметра $\chi \equiv a_{\min}/l$ представлена на рис. 7. Из него следует, что двукратное сужение распределения (по сравнению со случаем точечных диполей, $\chi \rightarrow 0$) происходит при $l \approx 2a_{\min}$, когда период решетки гранул совпадает с их длиной.

До сих пор мы считали, что разброс полей переключения связан исключительно с магнитостатическим дипольным взаимодействием гранул со случайно ориентированными магнитными моментами. Кроме того, существует и свойственный рассматриваемой системе собственный (intrinsic) механизм уширения функции распределения полей переключения, связанный с разбросом свойств индивидуальных магнитных гранул (размер, форма, магнитные параметры). Если этот разброс описывается гауссовской функцией

$$\mathcal{F}_i(H) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} e^{-(H-H_{sw})^2/2\sigma_i^2} \quad (31)$$

со стандартным отклонением σ_i , центрированной при $H = H_{sw}$, то суммарное распределение $\mathcal{F}(H)$ будет также гауссовским, по-прежнему центрированным при $H = H_{sw}$, но со стандартным отклонением $\sigma = \sqrt{\sigma_{\text{дип}}^2 + \sigma_i^2}$. Экспериментально определяемую суммарную функцию $\mathcal{F}(H)$ всегда можно разделить на дипольную и собственную части $\mathcal{F}_{\text{дип}}(H)$, $\mathcal{F}_i(H)$ [10].

5. Заключение

Плотность магнитной записи ограничена сверху тепловыми флуктуациями направления магнитного момента малых однодоменных магнитно-анизотропных ферромагнитных гранул. Эти флуктуации эффективно подавляются выбором достаточно большого объема гранул. Минимальная (по объему) Fe-гранула в виде вытянутого эллипсоида вращения с осями $2a$ и $2b$ имеет типичные размеры $2a \times 2b = 22 \times 3.7$ nm. При плотной упаковке таких гранул в случае продольной записи (длинные оси гранул лежат в плоскости диска) плотность записи, равная поверхностной плотности гранул, составляет 1200 Gb/cm², а для поперечной записи (длинные оси гранул перпендикулярны плоскости диска) — 7000 Gb/cm².

Однако эти оценки не учитывают собственного магнитного поля гранул, которое в случае неблагоприятной ориентации их магнитных моментов снижает энергетический барьер, разделяющий два возможных направления намагниченности каждой гранулы, и тем самым сокращает срок хранения записанной информации. Отрицательное влияние этого поля можно скомпенсировать увеличением объема гранул и удалением их друг от друга, что ведет к снижению плотности записи.

Рассчитанные значения предельной плотности двух видов записи представлены в таблице.

В рамках модели линейных (стержнеобразных) гранул, которая более адекватна реальной ситуации, собственное магнитное поле гранул незначительно меняет предельную плотность продольной записи, но существенно снижает предельную плотность поперечной записи. В обоих случаях плотность записи может достигать очень высоких значений ~ 1500 Gb/cm².

Список литературы

- [1] S. Khizroev, D. Litvinov. Perpendicular magnetic recording. Kluwer, NY–Boston–Dodrecht–London–Moscow (2004). 186 p.
- [2] L. Neel. Ann. Geophys. (C.N.R.S.) **5**, 99 (1949).
- [3] N. Eibagi, J.J. Kan, F.E. Spada, E.E. Fullerton. IEEE Magn. Lett. **3**, 4 500 204 (2012).
- [4] Е.З. Мейлихов, Р.М. Фарзетдинова. ЖЭТФ **98**, 1198 (2004).
- [5] C.A. Ross. Ann. Rev. Mater. Res. **31**, 203 (2001).
- [6] C. Haginoya, S. Heike, M. Ishibashi, K. Nakamura, K. Koike, T. Yoshimura, J. Yamamoto, Y. Hirayama. J. Appl. Phys. **85**, 8327 (1999).
- [7] M.D. Costa, Yu.G. Pogorelov. Phys. Status Solidi A **189**, 923 (2001).
- [8] T. Wang, Y. Wang, Y. Fu, T. Hasegawa, T. Washiya, H. Saito, S. Ishio, F.S. Li, H. Oshima, K. Itoh, K. Nishio, H. Masuda. Appl. Phys. Lett. **92**, 192 504 (2008).
- [9] E.Z. Meilikhov, R.M. Farzhetdinova. J. Magn. Magn. Mater. **268**, 1–2, 237 (2004).
- [10] O. Hellwig, A. Berger, T. Thompson, E. Dobisz, Z.Z. Bandic, H. Yang, D.S. Kercher, E.E. Fullerton. Appl. Phys. Lett. **90**, 162 516 (2007).