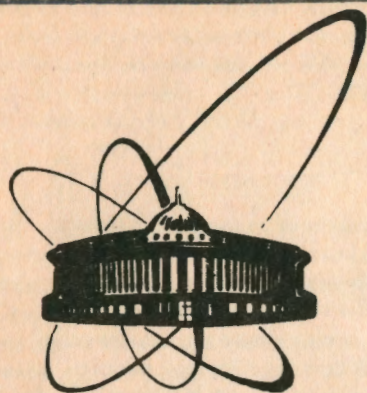


92-541



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P17-92-541

В.М.Дубовик, М.А.Марценюк*, Н.М.Марценюк*

ПЕРЕМАГНИЧЕНИЕ АГРЕГАТОВ
МАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ ВИХРЕВЫМ ПОЛЕМ
И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТОРОИДНОСТИ
ДЛЯ ЗАПИСИ ИНФОРМАЦИИ

Направлено в журнал «Journal of Magnetism and Magnetic Materials»

*Пермский государственный университет

1992

Дубовик В.М., Марценюк М.А., Марценюк Н.М.
 Перемагничивание агрегатов магнитных частиц вихревым полем
 и использование тороидности для записи информации

Перемагничивание агрегатов магнитных частиц, «замороженных» в несущей полимерной матрице, исследуется приближенно, с помощью введения тороидного параметра порядка, и численно, на основе методов микромагнетизма. Показано, что в основном состоянии агрегаты, как правило, имеют вихревое намагничивание, которое описывается тороидным моментом. При перемагничивании вихревым магнитным полем происходит гистерезисное изменение направления тороидного момента на противоположное. Подробно обсуждается зависимость критического вихря поля G_c от формы агрегата и от приложенного однородного магнитного поля. Показано, что это явление может использоваться для нового способа магнитной записи («тороидная запись»), причем частицы, из которых состоят агрегаты, могут быть получены методами нанотехнологии.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

Перевод авторов

Dubovik V.M., Martsenyuk M.A., Martsenyuk N.M.
 Magnetization Reversal of Magnetic Particle Aggregates by Vortex Field
 and Application of Toroidness for Information Recording

P17-92-541

A magnetization reversal of aggregates of small magnetic particles «frozen» in the polymer solid matrix is considered. A simple theory is constructed where only two vector order parameters are used to describe the magnetic state of the aggregate: its dipole magnetic and toroid moments. A numerical simulation is also used for this purpose based on micromagnetic methods modified for our case. A great number of the small aggregates of different forms are considered and it is shown that in the absence of the external magnetic field in the minimum energy state the distribution of magnetic moments of particles has the vortex configuration which can be described by the toroid moments. When the vortex field is applied (with the vortex $\vec{G} = \text{rot } \vec{H}$), the toroid hysteresis takes place. The «coercive force» G_c is found and its dependence on an additional field H is studied. The application of the toroid hysteresis to a new kind of the magnetic recording («toroid recording») is discussed in detail.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

1. Введение

Мелкие магнитные частицы являются основными единицами хранения информации магнитных записывающих сред. За счет большой энергии анизотропии в таких частицах существует два эквивалентных направления намагничивания, разделенных энергетически достаточно высоким потенциальным барьером. Величина барьера обычно характеризуется величиной поля перемагничивания, которое называется коэрцитивным полем H_c . В процессе записи частица намагничивается в том или ином направлении, а затем может оставаться в этом состоянии продолжительное время, обеспечивая тем самым хранение информации. Для увеличения плотности записи информации естественно пытаться идти по пути уменьшения размеров используемых частиц. Однако, как показывает детальный анализ, проведенный в работе [1], при уменьшении размеров частиц значительно уменьшается коэрцитивное поле H_c , что понижает стабильность магнитной записи. Как показано в [1], минимальный объем частицы оксида железа составляет $V \sim 3 \cdot 10^{-17} \text{ см}^3$. При этом, для обеспечения достаточной энергии анизотропии (со значением $H_c \sim 900 \text{ Ое}$), должны быть использованы сильно вытянутые частицы с отношением длины к диаметру как десять к одному. При этих размерах площадь, занимаемая дипольной частицей на носителе, составляет примерно $S_d \sim 10^{-11} \text{ см}^2$, однако это не означает, что та же площадь приходится на один бит информации. Практически достигнутая максимальная плотность записи составляет 1 Гбит/кв.дюйм [2], что примерно соответствует площади $S_{db} \sim 10^{-8} \text{ см}^2$ на 1 бит информации. Эта величина значительно отличается от площади, занимаемой одной частицей ($S_{db} \gg S_d$), по той причине, что намагниченная частица создает поле рассеяния, которое искажает магнитную структуру среды и реальная плотность записи ограничена зоной, где это поле существенно отлично от нуля.

Целью настоящей работы является исследование принципиально иной возможности реализации магнитной записи, когда основными записывающими единицами среды являются агрегаты мелких магнитных частиц, не имеющие суммарного магнитного момента. Такие агрегаты могут быть образованы в процессе приготовления записывающей среды до полимеризации несущей матрицы, когда магнитные частицы взвешены в несущей жидкости. Величина и форма агрегатов может регулироваться путем подбора количества поверхностно активных веществ (сурфактантов), обычно добавляемых во взвесь (суспензию) для предотвращения слипания магнитных частиц. Из-за сильного диполь-дипольного взаимодействия агрегаты образуют магнитные структуры с замкнутым магнитным потоком. Такая структура характеризуется определенным направлением "оакрутки" магнитных моментов частиц (рис. 1) и описывается магнитным тороидным моментом [3]

$$\vec{T} = \frac{1}{2} \sum_a [\vec{r}_a \vec{m}_a], \quad (1.1)$$

Рис. 1. При перемагничивании дипольной частицы из состояния (1) в состояние (2) ее магнитный момент изменяет ориентацию на противоположную. Агрегаты магнитных частиц с замкнутым потоком не обладают суммарными магнитными моментами, но могут иметь противоположные направления вихревого намагничивания (1') и (2'). При перемагничивании агрегата из состояния (1') в состояние (2') его тороидный момент изменяет знак на обратный.

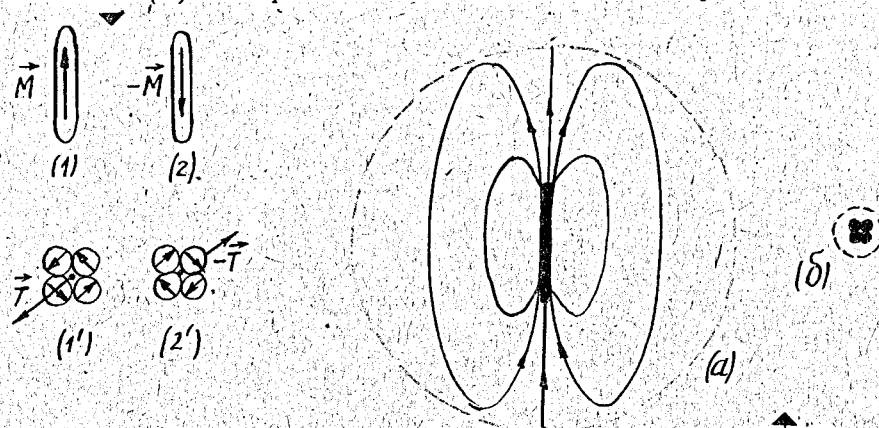


Рис. 2. Относительные размеры и поля рассеяния для вытянутой дипольной частицы (а) и агрегата однодоменных магнитных частиц (б). Пунктиром показаны области, где отличны от нуля поля рассеяния той и другой частицы. Эти области соответствуют площади, приходящейся на 1 бит информации.

где \vec{r}_a и \vec{m}_a - радиус-вектор и магнитный момент одной частицы внутри агрегата. При наложении вихревого магнитного поля агрегат может изменить ориентацию тороидного момента на противоположную (рис. 1), что и обеспечивает магнитную запись в рассматриваемом случае.

Оценим поле H_n , необходимое для перемагничивания отдельной частицы внутри агрегата. Эта величина играет роль, аналогичную роли коэрцитивного поля для дипольных частиц, и дает оценку долговечности записанной информации. Будем предполагать, что агрегат состоит из мелких магнитных частиц оксида железа, полученных методом нанотехнологии. Согласно экспериментальным данным [4] в этом случае частицы по форме представляют собой слабо вытянутые сфероиды со средним размером порядка $8 \times 12 \text{ нм}$ и имеют намагниченность насыщения M_s , равную 300 етл/сс , а коэрцитивное поле H_c порядка $20 - 60 \text{ Ое}$. Отметим, что такие частицы заведомо непригодны для "дипольной" записи, так как имеют слишком малое коэрцитивное поле. Искомое поле H_n можно считать равным сумме полей H_c и H_d , где H_d - суммарное поле, которое действует на рассматриваемую частицу со стороны окружающих ее дипольных частиц. Пренебрегая малой величиной H_c , величину этого поля можно оценить как

$$H_n \sim H_d \sim Nm/r^3, \quad (1.2)$$

где N - число частиц в агрегате, r - среднее расстояние между частицами,

которое для оценки мы принимаем равным диаметру частицы d , $m = M_s V$ — дипольный момент частицы, где $V \sim d^3$. Используя эти оценки, найдем, что в соответствии с (1.2) поле H_r имеет порядок величины

$$H_r \sim NM_s. \quad (1.3)$$

Принимая $N \approx 4$, а $M_s = 300$ епу/сс, получаем оценку $H_r \sim 1200$ Ое. Таким образом, поле перемагничивания частицы внутри агрегата в этом случае имеет значение, вполне достаточное, для того чтобы обеспечить стабильность хранения записанной информации даже при использовании более мелких частиц, нежели в случае обычной записи. Кроме того, для перемагничивания агрегата в целом необходимо неоднородное поле определенной (вихревой) конфигурации, что дополнительно обеспечивает надежность хранения информации от случайных воздействий.

Агрегаты с замкнутым магнитным потоком создают слабое поле рассеяния, которое значительно быстрее убывает с расстоянием, чем поле рассеяния дипольных частиц, и поэтому они очень слабо взаимодействуют между собой. Для примера укажем, что если энергия взаимодействия двух диполей зависит от расстояния между ними как $1/r^3$, то энергия взаимодействия двух агрегатов в форме квадрата убывает как $1/r^7$. За счет этого может быть значительно повышена удельная плотность магнитной записи, оцениваемая, как это было указано выше, по области поля рассеяния. Для сравнения на рис. 2 (а) показана дипольная частица размером 10×100 нм (такие частицы используются для высокоплотной магнитной записи), а на рис. 2 (б) в том же масштабе показан агрегат из четырех однодоменных частиц размером около 10 нм. Агрегат и частица занимают примерно одинаковые площади (около 10^3 нм²), однако области, где поля рассеяния отличны от нуля, значительно отличаются друг от друга. Поэтому площадь, приходящаяся на один бит информации, оцениваемая по площади поля рассеяния, создаваемого записывающей единицей (на рисунке эта область показана пунктиром), в первом случае оказывается на три порядка больше размеров самой частицы, а во втором — примерно равна площади агрегата. Таким образом, использование "тороидных" носителей информации дает принципиальную возможность значительно (на два — три порядка) повысить плотность магнитной записи с одновременным повышением надежности ее хранения.

Однако указанные преимущества могут быть реализованы только при условии соответствующего видоизменения метода записи и воспроизведения информации. Этот вопрос также обсуждается ниже. План работы следующий. Во второй и третьей части рассматривается задача о перемагничении агрегата магнитных частиц вихревым магнитным полем. Сначала для этой цели используется приближенный метод, основанный на введении тороидного параметра порядка, а затем эта же задача решается численно с помощью развитых в последнее время методов микромагнетизма [5], которые несколько модифицированы для наших целей. В результате найдена зависимость вихревого поля, перемагничивающего кольцевой агрегат (точнее — "коэрцитивный вихрь" G_c), от магнитных свойств частиц и геометрической формы агрегата. Кроме этого найдена зависимость G_c от величины приложенного однородного магнитного поля H и показано, что величина вихря G_c может быть значительно уменьшена, если в процессе перемагничивания на агрегат накладывается однородное поле. Отсюда

следует, что для "тороидной" записи можно использовать слабые источники вихревого магнитного поля. В четвертом разделе найдено электрическое поле, создаваемое колеблющимся тороидным моментом. При этом колебания могут быть вызваны переменным однородным магнитным полем, а индуцируемое электрическое поле используется для воспроизведения записанной информации.

2. Тороидный параметр порядка

2.1. Форма и магнитные параметры агрегатов

Будем представлять себе агрегат магнитных частиц состоящим из точечных диполей. Считается, что магнитный момент дипольной частицы \vec{m}_a , входящей в состав агрегата, возникает в результате сильного обменного взаимодействия между спинами ферромагнитного материала и имеет фиксированную величину, однако он может менять свою ориентацию под действием внешних полей. Мы предполагаем, что образование агрегатов происходит на стадии приготовления магнитной записывающей среды, когда частицы взвешены в несущей жидкости. В дальнейшем, после нанесения суспензии на подложку и полимеризации несущей жидкости, пространственное расположение частиц внутри агрегата окончательно фиксируется, и в нашем дальнейшем рассмотрении оно считается заданным.

Основными формообразующими силами агрегатов могут выступать либо диполь-дипольное взаимодействие между частицами, либо, если частицам удается преодолеть потенциальный барьер отталкивающихся оболочек поверхностно активного вещества, — силы поверхностного натяжения их, ставшей общей, оболочки. Возможные формы дипольных агрегатов были найдены в работе [6]. Для этой цели использовалось два метода. В первом случае агрегаты моделировались с помощью шариков, изготовленных из гексаферрита бария, имевших диаметр около 5 мкм. Во втором случае было проведено численное моделирование: форма агрегатов находилась путем минимизации энергии диполь-дипольного взаимодействия по ориентации магнитных моментов частиц и по их пространственным координатам. Некоторые из этих агрегатов, содержащих до 5 частиц включительно, показаны на рис. 3, а соответствующая каждому из них энергия связи, полный дипольный и тороидный моменты приведены в табл. 1. При этом вычисление полного магнитного момента агрегата при заданной магнитной конфигурации частиц производилось по формуле

$$\vec{M} = \sum_a \vec{m}_a, \quad (2.1)$$

а тороидного момента \vec{T} — по формуле (1.1). Как можно видеть из рис. 3 и данных таблицы 1, общая тенденция состоит в том, что при числе частиц более четырех, глобальный минимум энергии достигается для кольцевых агрегатов с максимальным тороидным моментом. С ростом числа частиц эта тенденция усиливается.

Кроме дипольных агрегатов в суспензии могут также образовываться агрегаты, в которых пространственная конфигурация формируется в основном за

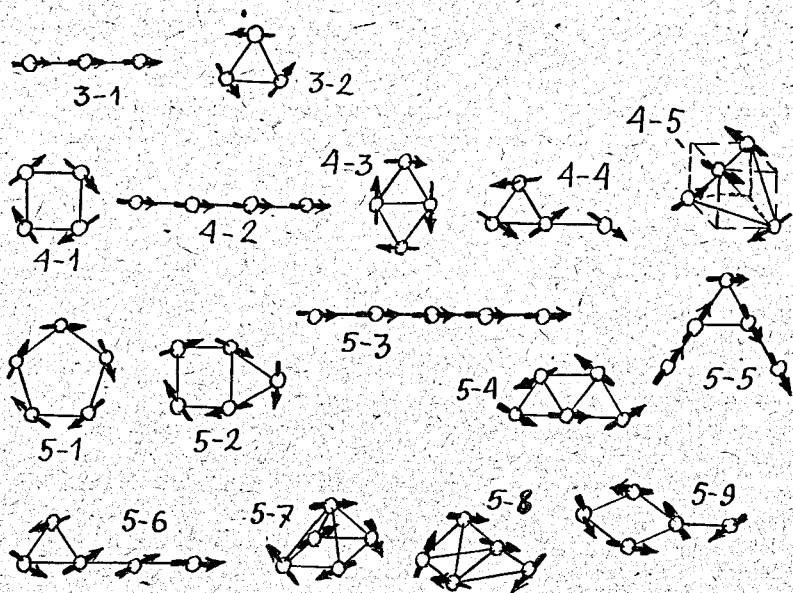


Рис. 3. Возможные формы дипольных агрегатов магнитных частиц с числом частиц $N = 3, 4, 5$. Агрегаты пронумерованы символами $N-i$ в порядке уменьшения их энергии связи при данном N . Значения энергии связи, суммарного магнитного M и тороидного T моментов указаны в табл. 1.

счет немагнитных сил (далее такие агрегаты для краткости мы будем называть "немагнитными"). Эти агрегаты имеют более компактные формы. На рисунке 4 показаны "немагнитные" агрегаты с числом частиц $N \leq 5$. Как и в работе [6], их магнитная структура и пространственная конфигурация были найдены здесь путем минимизации полной энергии взаимодействия между частицами. Немагнитные силы моделировались с помощью потенциала Леннарда-Джонса

$$V = V_0 \left[\left(\frac{r_0}{r} \right)^{12} - 2 \left(\frac{r_0}{r} \right)^6 \right],$$

где параметр r_0 был принят равным диаметру частицы d , а параметр V_0 выбрался таким образом, чтобы немагнитное взаимодействие значительно превышало магнитное притяжение между диполями и тем самым играло главную роль в формировании пространственной конфигурации. В таблице 2, так же, как и в таблице 1, указаны энергии связи, дипольные магнитный и тороидный моменты рассматриваемых агрегатов.

Таблица 1. Энергии связи E (в единицах m^2/d^3), магнитные моменты M (в единицах m) и тороидные моменты T (в единицах md) дипольных агрегатов, изображенных на рис. 3

N	$-E$	M	T	N	$-E$	M	T
3-1	8,5	3,0	0	5-1	19,1	0	4,25
3-2	7,5	0	1,73	5-2	18,0	0,42	3,90
4-1	13,4	0	2,83	5-3	17,9	5	0
4-2	13,1	4	0	5-4	17,3	0,57	3,8
4-3	12,8	0	2,73	5-5	15,7	2,8	3,3
4-4	11,1	2,32	2,07	5-6	15,6	3,3	2,7
4-5	10,0	0	2	5-7	15,2	1,22	2,88
				5-8	14,7	0,73	2,93
				5-9	14,6	1,62	2,04

2.2. Энергия магнитного взаимодействия частиц

Магнитная энергия агрегата включает в себя: энергию диполь-дипольного взаимодействия U_d , энергию анизотропии каждой частицы U_a и энергию взаимодействия с внешними магнитными полями U_f . Энергия диполь-дипольного взаимодействия имеет вид

$$U_d = \sum_{a < b} m_{ai} A_{ik}(\vec{r}_{ab}) m_{bk}; \quad A_{ik}(\vec{r}) = (r^2 \delta_{ik} - 3x_i x_k) / r^5, \quad (2.2)$$

где $\vec{r}_{ab} = \vec{r}_a - \vec{r}_b$ - расстояние между частицами. Предполагая, что частицы обладают одноосной анизотропией, энергию U_a можно записать в виде

$$U_a = -K \sum_a (\vec{m}_a \vec{n}_a)^2, \quad (2.3)$$

где K - константа анизотропии, \vec{n}_a - направление оси легкого намагничивания a -ой частицы. Взаимодействие с внешним полем может быть записано в виде

$$U_f = - \sum_a (\vec{m}_a \vec{H}(\vec{r}_a)), \quad (2.4)$$

где $\vec{H}(\vec{r}_a)$ - значение поля в точке нахождения a -го диполя. В дальнейшем поле $\vec{H}(\vec{r})$ мы будем считать слабо неоднородным, что позволяет разложить его в ряд по степеням \vec{r} . При этом предполагается, что начало координат выбрано в геометрическом центре агрегата:

$$\sum_a \vec{r}_a = 0. \quad (2.5)$$

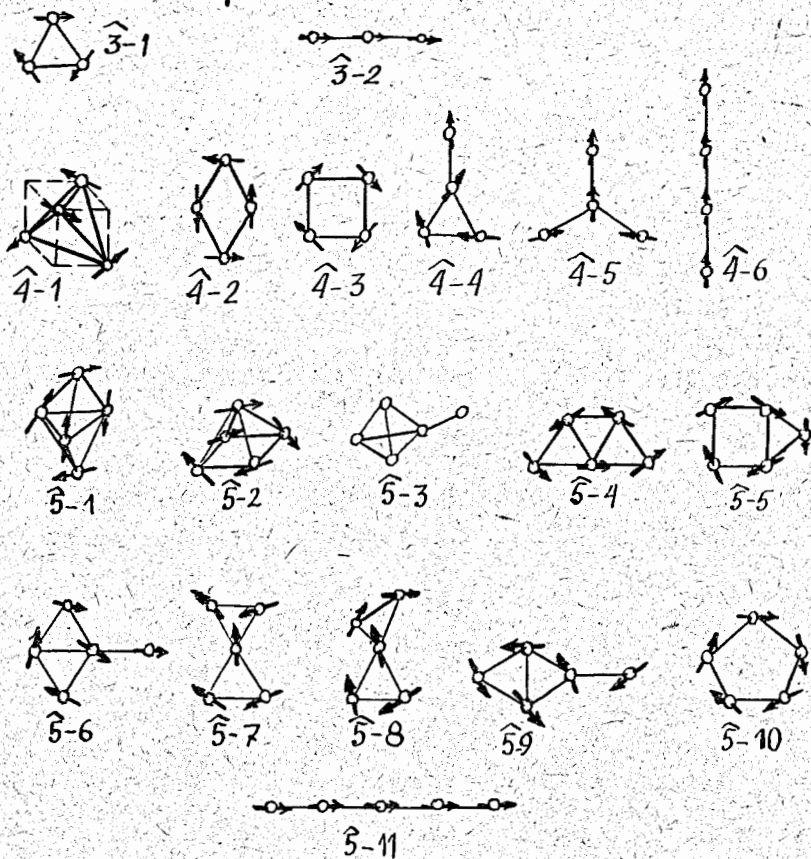


Рис. 4. Возможные формы "немагнитных" агрегатов с числом частиц $N \leq 5$. Агрегаты пронумерованы символами $\hat{N}-i$ в порядке уменьшения их энергии связи при данном N . Параметры агрегатов указаны в таблице 2.

В первом приближении по \vec{r} получаем

$$\vec{H}(\vec{r}) \approx \vec{H}(0) + \frac{1}{2}[\vec{G}\vec{r}]. \quad (2.6)$$

Таблица 2. Энергии связи E (в относительных единицах), магнитные моменты M (в единицах m) и торонидные моменты T (в единицах md) "немагнитных" агрегатов, изображенных на рис. 4

N	$-E$	M	T	N	$-E$	M	T
$\hat{3}-1$	3,0	0	1,73	$\hat{5}-1$	9,10	1,59	2,68
$\hat{3}-2$	2,03	3	0	$\hat{5}-2$	8,48	1,22	2,88
$\hat{4}-1$	6,0	0	2,0	$\hat{5}-3$	8,20	0,7	3,0
$\hat{4}-2$	5,07	0	2,73	$\hat{5}-4$	7,18	0,57	3,8
$\hat{4}-3$	4,48	0	2,83	$\hat{5}-5$	6,56	0,42	3,87
$\hat{4}-4$	4,08	1,39	3,04	$\hat{5}-6$	6,25	2,12	2,55
$\hat{4}-5$	3,22	1,98	0	$\hat{5}-7$	6,21	0,013	0
$\hat{4}-6$	3,07	4,0	0	$\hat{5}-8$	6,19	3,11	3,28
				$\hat{5}-9$	6,16	1,62	2,04
				$\hat{5}-10$	5,56	0	4,25
				$\hat{5}-11$	4,10	5	0

В этом выражении мы ограничились только однородной частью поля $\vec{H}(0)$ (это поле в дальнейшем мы будем обозначать символом \vec{H}) и вихревым полем (второе слагаемое в (2.6)). При этом параметр \vec{G} равен значению ротора неоднородного поля в точке $\vec{r} = 0$

$$\vec{G} = [\text{rot}\vec{H}(\vec{r})]_{\vec{r}=0}. \quad (2.7)$$

В результате энергия взаимодействия агрегата с внешним магнитным полем может быть записана в виде:

$$U_f = -(\vec{M}\vec{H}) - (\vec{T}\vec{G}). \quad (2.8)$$

Для определения магнитной конфигурации агрегата, которая описывается совокупностью магнитных моментов $\{\vec{m}_a\}$, необходимо вычислить минимум полной энергии

$$U = U_d + U_a + U_f \quad (2.9)$$

при заданном расположении частиц $\{\vec{r}_a\}$, ориентации осей анизотропии $\{\vec{n}_a\}$ и полей \vec{H} и \vec{G} при дополнительных условиях

$$|\vec{m}_a| = m, \quad (2.10)$$

которые означают, что частицы имеют фиксированные по величине магнитные моменты. В общем случае эта задача может быть решена только численно (см. далее, раздел 3), поэтому здесь мы воспользуемся приближенным методом.

2.3. Приближенные параметры магнитной конфигурации

Будем описывать магнитную конфигурацию агрегата всего двумя векторными параметрами $\vec{\mu}$ и $\vec{\tau}$, которые введем в соответствии с определением:

$$\vec{m}_a = \vec{\mu} + [\vec{\tau}\vec{r}_a]. \quad (2.11)$$

Значения параметров $\vec{\mu}$ и $\vec{\tau}$ могут быть найдены путем подстановки соотношения (2.11) в выражение (2.9) и последующей минимизации энергии. Основанием выбранной зависимости \vec{m}_a от координат диполя \vec{r}_a является, во-первых, характер симметрии внешних полей \vec{H} и \vec{G} и, во-вторых, тот факт, что для рассматриваемых здесь агрегатов с небольшим числом частиц в отсутствие полей минимуму энергии соответствует такая конфигурация ориентации диполей, которая в основном описывается магнитным и тороидным моментами, то есть в соотношении (2.11) учитывается необходимость введения тороидного параметра порядка.

Параметры $\vec{\mu}$ и $\vec{\tau}$ однозначно связаны с магнитным и тороидным моментами агрегата \vec{M} и \vec{T} . Действительно, подставляя \vec{m}_a из (2.11) в (2.9) и принимая во внимание соотношение (2.5), получим

$$\vec{M} = N\vec{\mu}. \quad (2.12)$$

То есть параметр $\vec{\mu}$ имеет смысл среднего дипольного момента одной частицы агрегата. Подставляя далее (2.11) в (1.1), получим

$$\vec{T} = \frac{1}{2} \sum_a [\vec{r}_a [\vec{\tau}\vec{r}_a]] \quad (2.13)$$

(вклад в момент \vec{T} от параметра $\vec{\mu}$ сократился в силу условия (2.5)). Раскрывая двойное векторное произведение в выражении (2.13), мы можем переписать его в виде:

$$T_i = \frac{1}{2} N I_{ik} \tau_k, \quad (2.14)$$

где введен "формфактор" агрегата I_{ik} :

$$I_{ik} = \frac{1}{N} \sum_a (r_a^2 \delta_{ik} - x_{ai} x_{ak}). \quad (2.15)$$

Отметим, что свойства тензора I_{ik} аналогичны свойствам тензора инерции системы частиц с равными массами, которые расположены в точках \vec{r}_a . В частности, этот тензор симметричен и имеет положительные главные значения.

Благодаря дополнительному условию (2.10) векторы $\vec{\mu}$ и $\vec{\tau}$ оказываются связанными между собой. Для выяснения этой связи запишем сумму квадратов моментов частиц $\sum_a \vec{m}_a^2 = Nm^2$ и заменим моменты \vec{m}_a в этой сумме их значениями в соответствии с формулой (2.11). В результате получим

$$\mu^2 + \tau_i I_{ik} \tau_k = m^2. \quad (2.16)$$

Для того, чтобы придать этому соотношению более наглядную форму, введем вместо векторов $\vec{\mu}$ и $\vec{\tau}$ новые переменные ψ_α ($\alpha = 1, 2, \dots, 6$). Для этого представим шесть компонент векторов $\vec{\mu}$ и $\vec{\tau}$ как некоторый шестимерный вектор с компонентами ν_β , причем

$$\nu_\beta = \begin{cases} \tau_\beta & (\beta = 1, 2, 3); \\ \mu_{\beta-3} & (\beta = 4, 5, 6) \end{cases} \quad (2.17)$$

и с помощью линейного преобразования $L_{\alpha\beta}$ перейдем от ν_β к переменным ψ_α :

$$\psi_\alpha = \sum_\beta L_{\alpha\beta} \nu_\beta, \quad (2.18)$$

где матрица $L_{\alpha\beta}$ имеет блок-диагональный вид

$$L_{\alpha\beta} = \frac{1}{m} \begin{bmatrix} \hat{I}^{1/2} & \hat{0} \\ \hat{0} & \hat{1} \end{bmatrix}. \quad (2.19)$$

Здесь символы $\hat{1}$ и $\hat{0}$ обозначают трехмерные единичную и нулевую матрицы соответственно, а тензор $\hat{I}^{1/2}$ является "квадратным корнем" из матрицы I_{ik} :

$$I_{ik}^{1/2} I_{kj}^{1/2} = I_{ij}. \quad (2.20)$$

Отметим, что тензор $\hat{I}^{1/2}$ имеет те же главные оси, что и тензор I_{ik} , но его главные значения являются квадратными корнями соответствующих главных значений I_{ik} .

С учетом определения (2.17) — (2.19), соотношение (2.16) можно переписать в виде

$$\sum \psi_\alpha^2 = 1. \quad (2.21)$$

Полученное уравнение имеет наглядный геометрический смысл: вектор $\{\psi_\alpha\}$ может двигаться только по поверхности единичной сферы в 6-мерном пространстве.

В дальнейшем удобно перейти к дираковским обозначениям 6-векторов. Символ $|\psi\rangle$ как обычно обозначает вектор-столбец, составленный из компонент $\{\psi_\alpha\}$, а символ $\langle\psi|$ — сопряженную ему вектор-строку. В этих обозначениях условие (2.21) может быть переписано в виде

$$\langle\psi|\psi\rangle = 1. \quad (2.22)$$

Используя соотношения (2.11) и (2.17) — (2.19), можно выразить через величины ψ_α магнитные моменты частиц

$$m_{ai} = \sum_\alpha J_{i\alpha}(\vec{r}_a) \psi_\alpha. \quad (2.23)$$

где величина $J_{i\alpha}(\vec{r}_a)$ представляет собой матрицу размером 3×6 , которая имеет следующие значения

$$J_{i\alpha}(\vec{r}_a) = \begin{cases} m \epsilon_{ikj} x_{aj} I_{k\alpha}^{-1/2} & (\alpha = 1, 2, 3); \\ m \delta_{i\alpha-3} & (\alpha = 4, 5, 6). \end{cases} \quad (2.24)$$

Соотношение (2.23) можно также переписать с помощью дираковских обозначений

$$m_{ai} = \langle J_i(\vec{r}_a) | \psi \rangle. \quad (2.25)$$

Используя полученные формулы, мы можем выразить через переменные ψ_α магнитный и тороидный моменты агрегата. Для этого, так же, как и для параметров $\vec{\mu}$ и \vec{T} , удобно ввести шестимерный вектор

$$S_\beta = \begin{cases} \frac{1}{2} T_\beta & (\beta = 1, 2, 3); \\ M_{\beta-3} & (\beta = 4, 5, 6), \end{cases} \quad (2.26)$$

что дает возможность записать связь между ψ_β и S_α в виде

$$S_\alpha = m^2 N \sum_\beta L_{\alpha\beta} \psi_\beta \quad (2.27)$$

с той же самой матрицей преобразования $L_{\alpha\beta}$, определенной соотношением (2.19), что и в формуле (2.18). Отметим, что поскольку матрица $L_{\alpha\beta}$ имеет блок-диагональный вид, первые три компоненты вектора $|\psi\rangle$, а именно ψ_1, ψ_2, ψ_3 , однозначно связаны с тороидным моментом системы \vec{T} , а оставшиеся три компоненты — ψ_4, ψ_5, ψ_6 — с магнитным моментом \vec{M} .

Выразим теперь энергию агрегата через вновь введенные параметры. Подставляя \vec{m}_a в форме (2.25) в выражения (2.2), (2.3) и (2.8), а затем суммируя их в соответствии с (2.9), получаем

$$U = \langle \psi | \hat{H} | \psi \rangle - \langle f | \psi \rangle, \quad (2.28)$$

где оператор Гамильтона \hat{H} и 6-мерный вектор поля $|f\rangle$ имеют вид :

$$\hat{H} = \sum_{\alpha < \beta} |J_i(\vec{r}_\alpha) \rangle \{ A_{ik}(\vec{r}_{\alpha\beta})(1 - \delta_{\alpha\beta}) - K n_{\alpha i} n_{\beta k} \delta_{\alpha\beta} \} \langle J_k(\vec{r}_\beta) |; \quad (2.29)$$

$$f_\alpha = m^2 N \sum_\beta L_{\alpha\beta} F_\beta. \quad (2.30)$$

Здесь по аналогии с (2.26) введен 6-мерный вектор

$$F_\beta = \begin{cases} \frac{1}{2} G_\beta & (\beta = 1, 2, 3); \\ H_{\beta-3} & (\beta = 4, 5, 6). \end{cases} \quad (2.31)$$

а матрица $L_{\alpha\beta}$ определена соотношением (2.19). Как следует из этого определения, гамильтониан \hat{H} представляет собой симметричную матрицу размером 6×6 с действительными компонентами.

Для придания выражению для энергии (2.28) более наглядной формы выразим компоненты вектора состояния $|\psi\rangle$ через векторы магнитного и тороидного моментов агрегата, используя формулы (2.26) — (2.27):

$$U = a_{ik} T_i T_k + b_{ik} M_i T_k + c_{ik} M_i M_k - M_i H_i - T_i G_i, \quad (2.32)$$

где тензоры a_{ik} , b_{ik} и c_{ik} выражаются через матричные элементы оператора \hat{H} (для краткости мы не выписываем здесь для них явных выражений). Значения этих тензорных коэффициентов целиком определяются геометрической

формой агрегата и ориентацией осей анизотропии составляющих его дипольных частиц. При определенной симметрии агрегата в выражении (2.32) может отсутствовать "перекрестный" член $b_{ik} M_i T_k$, пропорциональный произведению тороидного и магнитного моментов. Как будет видно из дальнейшего, в этом случае, при отсутствии внешнего поля, состояния агрегатов будут описываться либо только магнитным, либо только тороидным моментом. Тензор b_{ik} , определяющий величину перекрестного члена, является аксиальным тензором второго ранга: это следует из того, что магнитный и тороидный моменты имеют разную пространственную четность. Поэтому те агрегаты, которые по своим свойствам симметрии не допускают существования псевдотензора второго ранга или дуального ему полярного вектора, будут обладать указанным свойством. Анализируя рисунки 3 и 4, а также данные таблиц 1 и 2, можно видеть, что этим свойством обладают кольцевые и линейные агрегаты, а также агрегаты с достаточно симметричным расположением частиц (например, агрегат в форме тетраэдра).

Следует отметить, что магнитный и тороидный моменты агрегата фактически всегда оказываются связанными между собой, что является следствием фиксированной величины векторов магнитного момента частиц. Эта зависимость выражается в переменных $|\psi\rangle$ условием (2.22) (мы не будем переписывать ее в переменных \vec{M} и \vec{T}). Как следствие этой зависимости, магнитный и тороидный моменты агрегата могут изменяться не только под действием "своих" полей (для магнитного момента "своим" является магнитное поле \vec{H} , а для тороидного момента — поле \vec{G}), но также под действием "чужих" полей даже в том, случае, если в выражении для энергии (2.32) отсутствует перекрестный член.

Возвратимся к выражению для энергии агрегата (2.28), которое более удобно для дальнейшего обсуждения. При вычислении минимума энергии следует учитывать дополнительное условие (2.22), ограничивающее длину вектора $|\psi\rangle$. Чтобы избавиться от этого ограничения, перепишем выражение для энергии (2.28) в виде

$$U = \frac{\langle \psi | \hat{H} | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle} - \frac{\langle f | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle^{1/2}}. \quad (2.33)$$

Теперь, вычисляя точки экстремума энергии, мы можем считать, что вектор состояния имеет произвольную длину, так как единичность вектора в выражении (2.33) учитывается автоматически.

2.4. Основное состояние в отсутствие внешнего поля

Переходя к вычислению минимума магнитной энергии агрегата, допустим сначала, что внешнее поле отсутствует. Полагая в (2.33) поле $|f\rangle = 0$ и дифференцируя энергию по компонентам вектора $\langle \psi |$, мы получим для вектора $|\psi\rangle$ однородное уравнение типа уравнения Шредингера:

$$\hat{H} |\psi\rangle = U |\psi\rangle. \quad (2.34)$$

Пусть $|\psi_n\rangle$ — собственный вектор гамильтониана \hat{H} , а E_n — соответствующее ему собственное значение:

$$\hat{H} |\psi_n\rangle = E_n |\psi_n\rangle. \quad (2.35)$$

Легко видеть, что все значения энергии E_n дважды вырождены. Действительно, если $|\psi_n\rangle$ есть некоторый собственный вектор, то и противоположный ему вектор $-|\psi_n\rangle$ — тоже является собственным вектором, соответствующим тому же собственному значению энергии. Состояния $|\psi_n\rangle$ и $-|\psi_n\rangle$ отличаются друг от друга тем, что магнитные моменты частиц \vec{m}_a в одном из них прямо противоположны моментам в другом. Указанное свойство непосредственно следует из того, что энергия диполь-дипольного взаимодействия U_d и энергия анизотропии U_a согласно определению (2.2), (2.3) инвариантны относительно замены $\vec{m}_a \rightarrow -\vec{m}_a$. Отметим, что именно наличие двух состояний намагниченности агрегатов, обладающих одинаковой энергией, позволяет использовать агрегаты в качестве единиц хранения информации.

В дальнейшем мы будем предполагать, что индекс n , нумерующий собственные энергии E_n , принимает значения $n = 0, 1, \dots, 5$ в порядке возрастания энергии. Таким образом, символы $|\psi_0\rangle$ и E_0 обозначают основное состояние и его энергию.

Вектор основного состояния $|\psi_0\rangle$, получаемый путем диагонализации гамильтониана \mathcal{H} , заданного соотношением (2.29), имеет, вообще говоря, отличными от нуля все шесть компонент ψ_α . Это означает, что в основном состоянии в общем случае агрегат имеет отличными от нуля как дипольный, так и тороидный моменты $\vec{M} \neq 0$, $\vec{T} \neq 0$ (см. (2.26), (2.7)). Наличие в основном состоянии только тороидного или только магнитного моментов возможно, если матрица \mathcal{H} распадается на два диагональных блока, то есть "недиагональный блок", эквивалентный перекрестному слагаемому в энергии, записанной в форме (2.32), обращается в нуль.

Магнитные конфигурации, соответствующие основному состоянию агрегатов с числом частиц $N \leq 5$, найденные путем численного моделирования, показаны на рис. 3 и 4, а значения их магнитных и тороидных моментов в этом состоянии указаны в таблицах 1 и 2.

2.5. Перемагничивание агрегата "основной гармоникой" внешнего поля

Перейдем теперь к исследованию поведения агрегатов во внешних полях. Для дальнейшего анализа удобно в выражении для энергии (2.33) перейти в представление собственных состояний гамильтониана \mathcal{H} . Разложим вектор состояния $|\psi\rangle$ по базисным векторам $|\psi_n\rangle$ ($n = 0, 1, \dots, 5$):

$$|\psi\rangle = \sum_n C_n |\psi_n\rangle. \quad (2.36)$$

В силу эрмитовости оператора гамильтона \mathcal{H} , базисные векторы $|\psi\rangle$ образуют ортонормированный набор: $\langle \psi_n | \psi_m \rangle = \delta_{nm}$, что дает возможность выразить коэффициенты C_n через проекции состояния $|\psi\rangle$ на $|\psi_n\rangle$:

$$C_n = \langle \psi_n | \psi \rangle. \quad (2.37)$$

Используя разложение (2.36), мы можем записать выражение $\langle \psi | \mathcal{H} | \psi \rangle$ в виде суммы $\sum C_n^2 E_n$, а произведение $\langle f | \psi \rangle$ — как $\sum f_n C_n$, где, как и (2.37),

$$f_n = \langle \psi_n | f \rangle, \quad (2.38)$$

а длину вектора $|\psi\rangle$ — величину $\langle \psi | \psi \rangle$ — в виде $\sum C_n^2$. Для упрощения записи будем обозначать в дальнейшем длину вектора $|\psi\rangle$ символом C , то есть, например, $\langle \psi | \psi \rangle = C^2$. С учетом этих преобразований, энергия агрегата (2.33) может быть теперь записана в виде:

$$U = \sum_n (E_n \frac{C_n^2}{C^2} - f_n \frac{C_n}{C}). \quad (2.39)$$

Коэффициенты f_n , определенные соотношением (2.38), мы будем в дальнейшем называть амплитудами "гармоник" поля. Это название оправдывается тем, что величины f_n определяют вклады различных "гармоник" $|\psi_n\rangle$ в разложение произвольной конфигурации поля

$$|f\rangle = \sum f_n |\psi_n\rangle. \quad (2.40)$$

Для того чтобы "включить" ту или иную "гармонику" поля, необходимо создать соответствующую ей конфигурацию полей \vec{H} и \vec{G} , то есть задать определенные величины и ориентациями этих векторов в соответствии с известной формой агрегата.

Рассмотрим теперь условия перемагничивания агрегата при наложении основной гармоники поля, то есть будем считать, что конфигурация полей \vec{H} и \vec{G} выбрана таким образом, чтобы все коэффициенты f_n , кроме f_0 , были равны нулю. Предположим, что агрегат в отсутствие поля находился в состоянии $-|\psi_0\rangle$, то есть коэффициент $C_0 = -1$, а все остальные коэффициенты C_n с $n \neq 0$ были равны нулю. Если внешнее поле $|f\rangle = f_0 |\psi_0\rangle$ имеет ориентацию, прямо противоположную начальному состоянию агрегата, то есть коэффициент f_0 положителен ($f_0 \geq 0$), то при определенной величине амплитуды поля f_0 агрегат перейдет из состояния $-|\psi_0\rangle$ в состояние $|\psi_0\rangle$. При этом магнитные частицы сменят свою ориентацию на противоположную, то есть агрегат перемагнитится.

Состояния $-|\psi_0\rangle$ и $|\psi_0\rangle$ являются двумя противоположными полюсами шестимерной сферы, заданной уравнением $\langle \psi | \psi \rangle = 1$ в $|\psi\rangle$ -пространстве. Процесс перемагничивания агрегата во внешнем поле мы можем рассматривать как перемещение точки по поверхности этой сферы из одного полюса в другой по некоторой траектории (рис. 5 (а)). При каждом значении вектора $|\psi\rangle$, соответствующем точкам траектории на сфере, мы можем вычислить энергию агрегата $U(|\psi\rangle)$ с помощью выражения (2.28), а также найти проекцию этого вектора $|\psi\rangle$ на состояние $|\psi_0\rangle$. Таким образом, каждой траектории мы можем сопоставить некоторую функцию $U = U(C_0)$. На рис. 5 (б) эта функция изображена схематически для двух разных траекторий (кривые 1 и 2) для случая, когда внешнее поле отсутствует. При этом точкам $C_0 = \pm 1$ соответствует минимальное значение энергии E_0 , так как по определению векторы $|\psi_0\rangle$ и $-|\psi_0\rangle$ описывают два основных состояния системы. При наложении поля вдоль направления $+|\psi_0\rangle$ минимум в точке $C_0 = -1$ становится более мелким, а в точке $C_0 = +1$ наоборот — более глубоким (пунктирная кривая 3 на рис. 5 (б)). Таким образом, если система до наложения поля находилась в состоянии $-|\psi_0\rangle$, которое соответствовало глобальному минимуму потенциала, то при наличии поля это состояние становится метастабильным. При некотором (критическом) значении поля система испытает переход (первого рода) в состояние $|\psi_0\rangle$. Таким

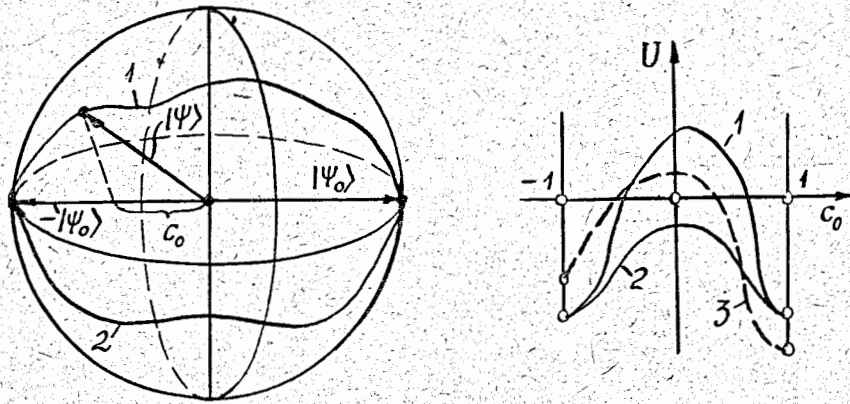


Рис. 5. При движении конца вектора состояния $|\psi\rangle$ по поверхности сферы единичного радиуса в 6-мерном пространстве из точки $-|\psi_0\rangle$ в точку $|\psi_0\rangle$ (рис. (а); на рисунке 6-мерная сфера заменена 3-мерной) одновременно изменяются потенциал U и проекция C_0 вектора $|\psi\rangle$ на ось $|\psi_0\rangle$. Зависимость U от C_0 в отсутствие внешнего поля для двух траекторий схематически показана на графике (кривые 1 и 2; рис. (б)). При наложении на агрегат неоднородного магнитного поля "вдоль направления $|\psi_0\rangle$ " значение энергии в одном из минимумов на кривой (в точке $C_0 = -1$) повышается, а в другом - понижается (пунктирная кривая 3). Состояние $-|\psi_0\rangle$ оказывается метастабильным.

образом, рассматриваемая система обладает гистерезисным поведением, что и дает возможность использовать агрегаты магнитных частиц для магнитной записи. Критическое поле перехода, вообще говоря, зависит от пути перехода. Далее мы найдем минимальное значение критического поля, которое в данном случае будет определять стабильность хранимой информации, записанной на торондных носителях.

Для определения амплитуды поля перемагничивания мы должны вычислить первую и вторую производные потенциала (2.39) по параметрам C_n , приравнять их нулю и решать получившуюся систему уравнений. Из равенства нулю первой производной

$$\frac{\partial U}{\partial C_n} = 0$$

могут быть найдены стационарные состояния системы при наличии внешнего поля, а из равенства нулю второй производной —

$$\frac{\partial^2 U}{\partial C_n \partial C_m} = 0,$$

может быть найдено критическое поле f_0^* . После вычисления производных получим соотношения

$$\left[2(E_n - U) - \left(\sum_m f_m C_m \right) \right] C_n = f_n; \quad (2.41)$$

$$\left[2(E_n - U) - \left(\sum_l f_l C_l \right) \right] \delta_{nm} - (f_n C_m + f_m C_n) + \left(\sum_l f_l C_l \right) C_n C_m = 0 \quad (2.42)$$

Так как в рассматриваемом случае $f_n = f_0 \delta_{n0}$, уравнение (2.41) имеет решения $C_0 = \pm 1; C_n = 0$. При этом, как легко видеть из (2.41), состояния $\pm |\psi_0\rangle$ имеют энергии $E_{\pm} = E_0 \pm f_0$ соответственно. Таким образом, внешнее поле снижает вырождение энергии по состояниям $|\psi_0\rangle$ и $-|\psi_0\rangle$.

Выясним теперь, при каком значении поля произойдет переход из метастабильного состояния $-|\psi_0\rangle$ в состояние $|\psi_0\rangle$. Для этого подставим в выражение (2.42) $f_n = f_0 \delta_{n0}$ ($f_0 > 0$), $C_0 = -1$, $C_n = 0$ ($n \neq 0$) (то есть мы ищем устойчивость состояния $-|\psi_0\rangle$). После простых преобразований получим, что уравнение (2.42) удовлетворяется, если выполняется условие

$$f_0^* = 2(E_n - E_0) \quad (n \neq 0). \quad (2.43)$$

Таким образом, мы получили целый спектр критических полей. Минимальное значение критического поля, при котором возможен рассматриваемый переход, имеет значение, равное

$$f_{0min}^* = 2(E_1 - E_0). \quad (2.44)$$

Этой формулой величина поля перемагничивания определена для агрегата заданной формы и при заданном расположении осей анизотропии: оно оказывается равным удвоенной разности собственных значений гамильтониана (2.29) в основном и первом "возбужденном" состояниях. Это поле играет для агрегатов ту же самую роль, что и коэрцитивное поле H_c для дипольных частиц. Поэтому по величине этого поля мы можем судить об устойчивости магнитной записи к случайным внешним воздействиям.

2.6. Перемагничивание агрегата двумя гармониками поля

Допустим теперь, что внешнее поле имеет конфигурацию, описываемую двумя гармониками, то есть из всех коэффициентов f_n в (2.40) отличны от нуля только f_0 и f_k , а все остальные f_n с $n \neq 0, n \neq k$ равны нулю. Очевидно, что теперь мы должны искать решение уравнений (2.41), (2.42) на двумерном подпространстве фазового пространства системы, натянутом на векторы $|\psi_0\rangle$ и $|\psi_k\rangle$. Действительно, при выполнении условия

$$\left[2(E_n - U) - f_0 C_0 - f_k C_k \right] \neq 0_n \quad (2.45)$$

однородные уравнения (2.40) для коэффициентов C_n с $n \neq 0, n \neq k$ имеют только нулевые решения ($C_n = 0$). Поскольку, с другой стороны, любой вектор состояния нормирован, то коэффициенты C_0 и C_k связаны условием $C_0^2 + C_k^2 = 1$. Если ввести параметр θ таким образом, чтобы было $C_0 = \cos \theta$; $C_k = \sin \theta$, то условие нормировки будет удовлетворяться автоматически.

Для вычисления критического поля в данном случае удобно исходить непосредственно из выражения для энергии (2.39). Оставляя в сумме по n только два слагаемых — с $n = 0$ и $n = k$ — и выражая коэффициенты C_0 и C_k через θ , получаем

$$U = E_0 + (E_k - E_0) \sin^2 \theta - f_0 \cos \theta - f_k \sin \theta. \quad (2.46)$$

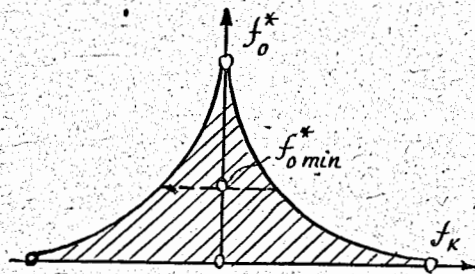


Рис. 6. Зависимость критического поля перемангничения агрегата f_0^* от амплитуды второй (дополнительной) гармоники f_k . Заштрихована область, где возможно существование метастабильных состояний. В верхней части (до пунктирной горизонтальной линии, проведенной на уровне, соответствующем минимальному критическому полю перемангничения в отсутствие дополнительной гармоники f_{0min}^*) кривая может изменить свою форму в зависимости от того, по какой траектории будет двигаться фазовая точка при переходе из метастабильного состояния в положение глобального минимума энергии.

Легко видеть, что это выражение формально совпадает с энергией одноосного ферромагнетика в магнитном поле, причем величина $E_k - E_0$ играет роль энергии анизотропии, а f_0 и f_k — компонент внешнего поля по осям x и z (см. [7], §41). Важно отметить, что наш случай соответствует анизотропии типа "легкая ось", так как величина $E_k - E_0$, играющая роль константы анизотропии, положительна: действительно, поскольку E_0 — это энергия основного состояния, то выполняется условие $E_0 < E_k$.

В работе [7] получено уравнение нейтральной кривой, которая на плоскости f_0, f_k отделяет область возможных метастабильных состояний. В наших обозначениях уравнение этой кривой имеет вид

$$f_0^{2/3} + f_k^{2/3} = [2(E_k - E_0)]^{2/3}. \quad (2.47)$$

На рисунке 6 нейтральная кривая показана только для положительных значений f_0 (в отрицательной области она имеет такой же вид). Метастабильные состояния возможны в заштрихованной области магнитных полей.

В дальнейшем мы будем интерпретировать рассматриваемую кривую как зависимость поля перемангничения f_0^* от амплитуды "дополнительного" поля f_k . Согласно полученным результатам мы можем сказать, что при наложении дополнительного поля f_k поле перемангничения f_0^* агрегата, который первоначально находился в состоянии $|\psi_0\rangle$, понижается в соответствии с кривой на рис. 6.

Здесь следует сделать замечание, касающееся значения поля перемангничения f_0^* при $f_k = 0$. Из формулы (2.47) следует, что это поле равно $f_0^*|_{f_k=0} = 2(E_k - E_0)$. Однако в предыдущем разделе было показано, что при возбуждении

перехода основной гармоникой поля критическое поле зависит от траектории перехода, так что имеется целый спектр критических полей. Если предположить, что перемангничение происходит при минимальном значении поля f_{0min}^* , которое определяется формулой (2.44), то кривая на рисунке 6 в верхней части будет иметь "плато", как это показано на том же рисунке пунктиром. В общем случае можно только утверждать, что в своей верхней части критическая кривая лежит в области, ограниченной криволинейным треугольником между вершиной и "плато".

Полученный результат имеет важное практическое значение. Действительно, для перемангничения агрегатов вихревым магнитным полем в отсутствие "подмагничивающего" однородного поля потребовался бы источник, создающий неоднородное (вихревое) поле очень большой величины. Как показано во Введении, поле перемангничения одной частицы внутри агрегата H , составляет по порядку величины около 10^3 Ое. При размерах агрегата порядка $d \sim 10^{-6}$ см величина критического вихря G_c , который оценивается как H_r/d , составит очень большую величину: $G_c \sim 10^9$ Ое/см. Однако если в момент записи накладывается однородное магнитное поле, то, как показано выше, критический вихрь может быть значительно уменьшен и доведен до разумных значений — $G_c \sim 10 - 10^2$ Ое/см.

Отметим также, что качественный результат — понижение величины критического поля f_0^* при наложении дополнительной (не основной) гармоники, остается справедливым и в том случае, если агрегат перемангничивается некоторой более сложной комбинацией гармоник, включающей не одно, а несколько дополнительных полей f_k . Этот результат также важен с практической точки зрения. Дело в том, что на носителе могут существовать агрегаты различной формы, и поэтому заданная конфигурация внешних полей \vec{H} и \vec{G} воспринимается каждым из них в виде своей комбинации гармоник (напомним, что гармоники определяются формой агрегата). Тем не менее всегда можно подобрать внешние поля таким образом, чтобы перемангничение агрегатов происходило в желаемом режиме.

3. Численное моделирование

В предыдущем разделе было исследовано перемангничение агрегатов магнитных частиц вихревым магнитным полем в рамках приближенного подхода, основанного на введении торондного параметра порядка. Развитые в последнее время методы микромагнетизма (см., например, [5]), позволяют моделировать этот процесс численно. Запишем полную энергию агрегата в виде

$$U = \sum_{a < b} m_{ai} B_{ik}(\vec{r}_{ab}) m_{bk} - \sum_a m_{ai} D_i(\vec{r}_a), \quad (3.1)$$

где в соответствии с формулами (2.2), (2.3), (2.8) и (2.9) введены обозначения

$$B_{ik}(\vec{r}_{ab}) = A_{ik}(\vec{r}_{ab})(1 - \delta_{ab}) - K n_{ai} n_{ak} \delta_{ab}; \quad (3.2)$$

$$D_i(\vec{r}_a) = \underline{H}_i + \frac{1}{2} e_{ikl} G_k x_{al}. \quad (3.3)$$

Магнитная конфигурация агрегата (магнитное состояние) задается совокупностью векторов $\{\vec{m}_a\}$, которые имеют фиксированную длину. Задача заключается в том, чтобы найти такие конфигурации, в которых потенциал (3.1) имеет минимум. При этом пространственные координаты частиц, ориентация осей анизотропии и внешнее магнитное поле считаются заданными.

В дальнейшем мы будем использовать безразмерные переменные, причем в качестве основных единиц выберем магнитный момент частицы m и ее диаметр d . В новой системе единицы измерения энергии, магнитного и тороидного моментов, магнитного поля и вихря магнитного поля имеют следующие значения

$$[U] = \frac{m^2}{d^3}; \quad [M] = m; \quad [T] = md; \quad [H] = \frac{m}{d^3}; \quad [G] = \frac{m}{d^4} \quad (3.4)$$

Для решения поставленной задачи обычно используют метод градиентного спуска, который в нашем случае можно сформулировать следующим образом. Будем считать, что единичные векторы \vec{m}_a описывают ориентацию сферических частиц, погруженных в сильно вязкую среду. Запишем уравнения движения этих частиц в виде

$$J\dot{\vec{\omega}}_a = -\lambda\vec{\omega}_a - [\vec{m}_a \frac{\partial U}{\partial \vec{m}_a}], \quad (3.5)$$

где J — момент инерции, λ — коэффициент трения, $\vec{\omega}_a$ — угловая скорость a -ой частицы. Последнее слагаемое в (3.5) представляет собой момент сил, действующих на частицу со стороны окружающих ее соседей, поля анизотропии и внешних полей. В сильно вязкой среде мы можем пренебречь в уравнении движения инерционным членом, что позволяет найти из уравнения угловую скорость частицы $\vec{\omega}_a$. Учитывая, что, как и любой вектор, покоящийся в системе координат, жестко связанной с частицей, вектор \vec{m}_a изменяется со временем как

$$\dot{\vec{m}}_a = [\vec{\omega}_a \vec{m}_a] \quad (3.6)$$

и подставляя в это выражение угловую скорость, найденную из уравнения движения, получим

$$\dot{\vec{m}}_a = \frac{1}{\lambda} [\vec{m}_a [\vec{m}_a \frac{\partial U}{\partial \vec{m}_a}]]. \quad (3.7)$$

Это уравнение называют уравнением "типа уравнения Ландау и Лифшица" [5]. Оно описывает релаксацию вектора \vec{m}_a к направлению эффективного магнитного поля $\vec{H}_a \text{ eff}$, которое определяется производной потенциала:

$$\vec{H}_a \text{ eff} = -\frac{\partial U}{\partial \vec{m}_a} = -2 \sum_b \vec{B}(\vec{r}_{ab}) \cdot \vec{m}_b + \vec{D}(\vec{r}_a). \quad (3.8)$$

Используя уравнение движения магнитного момента частицы (3.7), мы можем построить численную процедуру для нахождения магнитной конфигурации агрегата, при которой потенциал (3.1) имеет минимум. Задавшись некоторыми начальными значениями магнитных моментов частиц $\vec{m}_a = \vec{m}_a(0)$ и выбрав шаг по времени Δt , из уравнения (3.7) можно найти приращение $\Delta \vec{m}_a$ за время Δt :

$$\Delta \vec{m}_a = -\frac{\Delta t}{\lambda} [\vec{m}_a [\vec{m}_a \vec{H}_a \text{ eff}]] \quad (3.9)$$

и таким образом исследовать динамику векторов $\vec{m}_a(t)$. Через определенное число шагов система приходит в состояние равновесия \vec{m}_{a0} , которое определяет минимум потенциала $U: U_{\min} = U(\vec{m}_{10}, \vec{m}_{20}, \dots, \vec{m}_{N0})$.

Недостатком метода градиентного спуска является сильная зависимость результата от выбора начального состояния $\vec{m}_a(0)$. Дело в том, что при неудачном выборе начального состояния система может прийти в один из локальных минимумов потенциала U . При решении задачи о перемagnetичении частиц под действием однородного поля обычно используют следующий прием [5]. Если задаться очень большой величиной магнитного поля в некотором направлении, то все магнитные моменты частиц будут сорентированы в направлении поля. Принимая эту ориентацию частиц за начальную и постепенно уменьшая величину поля до нуля, а затем увеличивая ее в прямо противоположном направлении, можно, в конце концов, найти значение поля, при котором магнитный момент частицы изменит свою ориентацию на противоположную.

Очевидно, что этот метод не применим, когда на частицу действуют одновременно однородное и вихревое магнитные поля: в этом случае начальная ориентация не может быть однозначно определена из простых соображений. Кроме того, в нашем случае даже в основном состоянии, при отсутствии магнитных полей агрегат будет намагничен неоднородно. Дело в том, что обменное взаимодействие, которое обычно является самым сильным в задачах микромагнетизма, приводит к параллельной ориентации спинов (мы здесь отвлекаемся от возможности возникновения доменной структуры ферромагнетика, предполагая, что рассматривается однодоменная частица, как это делается, например, в работе [5]). В нашем же случае это взаимодействие лишь обеспечивает постоянство магнитных моментов частиц, из которых состоит агрегат, а основную роль играет диполь-дипольное взаимодействие между намагниченными частицами.

Для правильного выбора начального состояния заметим, что, когда внешнее магнитное поле отсутствует, потенциал (3.1) является квадратичной функцией векторов \vec{m}_a . Заменяем дополнительные условия, при которых ищется минимум потенциала

$$|\vec{m}_a| = 1; \quad a = 1, 2, \dots, N, \quad (3.10)$$

более "мягким" условием

$$\sum_a m_a^2 = N. \quad (3.11)$$

Для дальнейших рассуждений удобно ввести $3N$ -мерный вектор состояния $|\Phi\rangle$ с компонентами Φ_k , причем

$$m_{ai} = \sqrt{N} \Phi_{3(a-1)+i}. \quad (3.12)$$

То есть компоненты вектора состояния $|\Phi\rangle$ получаются путем последовательного перечисления компонент векторов $\vec{m}_1, \vec{m}_2, \dots, \vec{m}_N$. В этих обозначениях потенциал (3.1) в отсутствие поля может быть переписан в виде

$$U = \langle \Phi | \hat{B} | \Phi \rangle, \quad (3.13)$$

где введена матрица \hat{B} размером $3N \times 3N$, которая выражается через элементы матрицы $B_{ik}(\vec{r}_{ab})$, определенной соотношением (3.2).

$$B_{3(a-1)+i; 3(b-1)+k} = NB_{ik}(\vec{r}_{ab}). \quad (3.14)$$

Дополнительное условие (3.11) может быть записано в виде условия нормировки вектора состояния

$$\langle \Phi | \Phi \rangle = 1. \quad (3.15)$$

Как обычно, при вычислении минимума потенциала можно избавиться от дополнительного условия, если перейти к вычислению минимума функции

$$U = \frac{\langle \Phi | \hat{B} | \Phi \rangle}{\langle \Phi | \Phi \rangle}. \quad (3.16)$$

После дифференцирования этой функции по $\langle \Phi |$ мы приходим к уравнению

$$\hat{B} | \Phi \rangle = U | \Phi \rangle. \quad (3.17)$$

Отсюда следует, что состояния, реализующие экстремумы потенциала (3.16), являются собственными функциями оператора \hat{B} :

$$\hat{B} | \Phi_n \rangle = B_n | \Phi_n \rangle, \quad (3.18)$$

а значения энергии U в точках экстремума совпадают с собственными значениями оператора \hat{B} , равными B_n .

Выясним теперь, в каком отношении состояния $| \Phi_n \rangle$ находятся к положениям минимума, которые требовалось найти в исходной задаче, которая, напомним, отличается от рассмотренной дополнительным условием, накладываемым на векторы \vec{m}_a . Для этого заметим, что найденные состояния $| \Phi_n \rangle$ являются "точными" решениями многочастичного "уравнения Шредингера" (3.17), а интересующее нас решение (с условием нормировки (3.10)) можно рассматривать как приближенное решение того же уравнения. При этом приближении соответствует методу самосогласованного поля Хартри, когда многочастичная функция ищется в виде произведения одночастичных:

$$\Phi(1, 2, \dots, N) \approx \Phi_1(1) \Phi_2(2) \dots \Phi_N(N), \quad (3.19)$$

где одночастичные функции нормированы условиями

$$\langle \Phi_a | \Phi_a \rangle = 1; \quad a = 1, 2, \dots, N. \quad (3.20)$$

совпадающими с условиями (3.10).

Поиск интересующего нас приближенного решения можно осуществить двумя путями. В первом случае можно представить вектор состояния в виде произведения одночастичных состояний согласно выражению (3.19), и тогда мы опять приходим к исходной постановке задачи. Во втором случае можно исходить из "точных" состояний $| \Phi_n \rangle$, а затем спроектировать их на подпространство одночастичных состояний и тем самым найти приближенное решение задачи, "испортив" точное. При этом операция проектирования сводится к тому, что сначала по заданным компонентам вектора состояния $| \Phi_n \rangle$ с помощью формулы (3.12) мы вычисляем компоненты ненормированных векторов \vec{m}_a . Нормируя далее эти векторы на единицу с помощью условия (3.10), тем самым мы сопоставляем каждому состоянию $| \Phi_n \rangle$ набор единичных векторов $\{ \vec{m}_a^{(n)} \}$.

Отбор состояний $\{ \vec{m}_a^{(n)} \}$, которые реализуют положения минимума потенциала, может быть проведен по величине собственных значений B_n оператора \hat{B} . Как известно, приближение Хартри обеспечивает довольно высокую точность решения уравнения Шредингера. Поэтому мы можем быть во всяком случае уверены, что найденные решения находятся вблизи интересующих нас точек минимума потенциала. Чтобы найти точное положение минимума $\{ \vec{m}_a^{(n)} \}$, используем совокупности $\{ \vec{m}_a^{(n)} \}$ в качестве начальных состояний при решении динамической задачи (3.9). В результате мы найдем основные состояния и соответствующие ему энергии $U_n = U(\{ \vec{m}_a^{(n)} \})$. На рисунке 3 и 4 показаны основные состояния агрегатов с числом частиц $N \leq 5$, а их параметры указаны в таблицах 1 и 2.

Предполагая, что основное состояние найдено, мы можем теперь перейти к решению задачи о перемагничивании агрегата внешним магнитным полем. В общем случае эта задача решается следующим образом. Задавшись некоторым направлением магнитного поля и вихря поля, мы постепенно увеличиваем величину этих полей с некоторым шагом, который задает точность определения поля перемагничивания. Зная начальное состояние (за которое мы всегда выбираем основное состояние), можно найти эффективное поле, действующее на каждую частицу, используя формулу (3.8), определить приращение вектора $\Delta \vec{m}_a$, с помощью уравнения (3.9), и повторять эту процедуру до тех пор, пока не

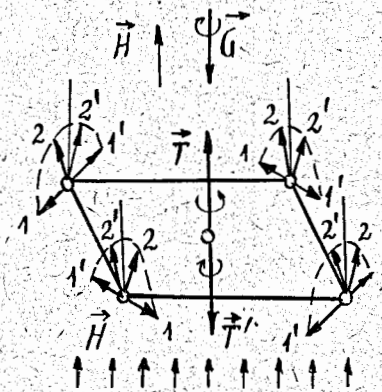


Рис. 7. Торoidalное перемагничивание агрегата магнитных частиц в форме квадрата. В основном состоянии магнитные моменты частиц имеют ориентацию, отмеченную на рисунке цифрой 1, а агрегат в целом обладает торoidalным моментом T_0 . В перемагниченном состоянии моменты частиц ориентированы в направлении 1', а торoidalный момент T_0' — прямо противоположен начальному. Для перемагничивания агрегата необходимо приложить вихревое поле с вихрем G , ориентированным противоположно начальному значению торoidalного момента и имеющим величину большую критического значения G_c . При наложении однородного поля H частицы будут иметь ориентацию, отмеченную цифрой 2, а в перемагниченном состоянии — цифрой 2'. Для перемагничивания агрегата из состояния 2 в состояние 2' требуется значительно меньшее вихревое поле, чем из состояния 1 — в состояние 1'.

будет найдено положение минимума потенциала U , соответствующее распределению магнитных моментов частиц при наличии внешнего магнитного поля. Одновременно вычисляются магнитный и торондный моменты агрегата. Перемагничивание происходит в том случае, когда эти величины скачком изменяют свое начальное направление.

В качестве конкретного примера мы рассмотрели задачу о перемагничивании агрегата, имеющего форму квадрата, под действием вихревого магнитного поля. В основном состоянии этот агрегат имеет конфигурацию, которая показана на рис. 7. Эта конфигурация описывается торондным моментом \vec{T} , направленным перпендикулярно плоскости агрегата. Если вихрь магнитного поля \vec{G} направлен в сторону, противоположную начальному направлению торондного момента, то при постепенном его увеличении до значения G_c торондный момент скачком изменит свою ориентацию на прямо противоположную, то есть будет параллелен

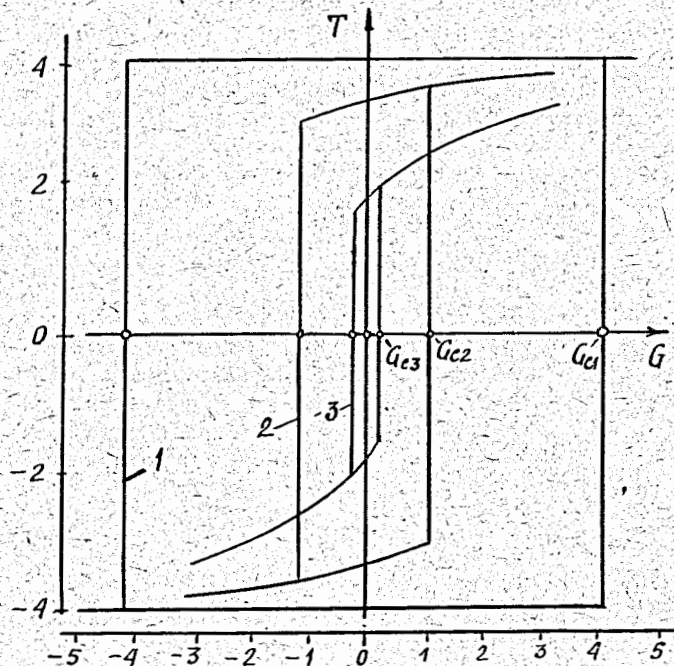


Рис. 8. Кривые гистерезиса (1,2,3) торондного перемагничивания агрегата магнитных частиц в форме квадрата, изображенного на рис. 7, полученные путем численного моделирования. Кривые 1, 2, 3 получены при значениях поля $H_1 = 0$, $H_2 = 3$ и $H_3 = 5$ соответственно. В отсутствие поля в основном состоянии торондный момент агрегата может иметь два значения, противоположные по направлению друг другу. Под действием вихря поля G , направленного противоположно начальной ориентации торондного момента \vec{T} (рис. 7), агрегат перемагничивается, когда величина вихря достигает критического значения G_c .

вектору \vec{G} (рис. 7). Кривые перемагничивания этого агрегата показаны на рис. 8. Как и следовало из общих рассуждений, проведенных в разделе 2, в данном случае наблюдается явление гистерезиса.

При наложении однородного поля \vec{H} в направлении, параллельном вектору \vec{G} , величина критического поля уменьшается. Кривые торондного перемагничивания при наличии внешнего поля показаны на рис. 8, а зависимость $G_c = G_c(H)$ — на рис. 9. Уменьшение величины критического поля G_c при наложении однородного магнитного поля может быть понято исходя из следующей наглядной картины. Под действием однородного поля происходит поворот моментов частиц из положения 1 в положение 2 в направлении поля \vec{H} (рис. 7). В этом положении облегчается вихревое перемагничивание частиц, так как оно сводится к повороту моментов на небольшой угол вокруг осей, лежащих в плоскости агрегата.

Следует отметить, что зависимость критического поля G_c от H в целом соответствует той, которая была получена с помощью приближенного рассмотрения в разделе 2 (ср. "теоретическую" кривую на рис. 6 с "экспериментальной" на рис. 9). Таким образом, численные расчеты подтверждают общие выводы, сделанные в предыдущем разделе.

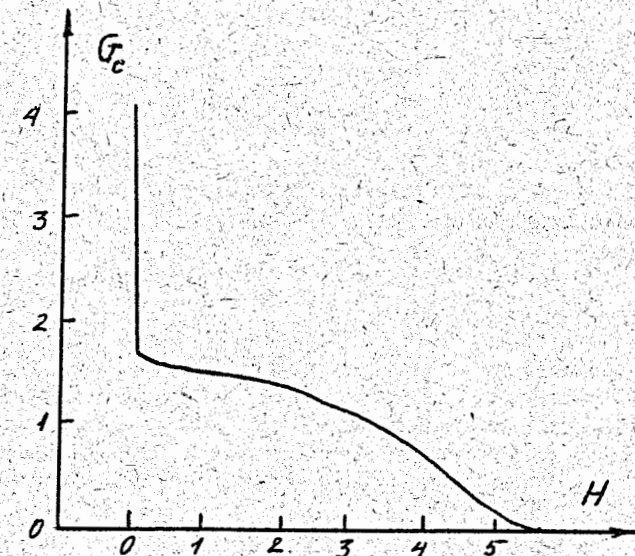


Рис. 9. Зависимость критического вихря поля G_c от величины однородного поля H , параллельного G , для агрегата в форме квадрата (рис. 7), полученная путем численного моделирования. Кривая находится в качественном соответствии с кривой, изображенной на рис. 6.

4. Возбуждение колебаний тороидного момента

4.1. Поле тороидного момента

Как известно [3], в статическом режиме тороидный момент не создает электрического или магнитного полей. Поэтому для регистрации состояния тороидного намагничивания агрегатов необходимо возбудить его колебания. Далее будет показано, что возбудить колебания можно с помощью переменного однородного магнитного поля $\vec{h}(t)$, которое изменяется с частотой $\omega/2$. В результате возникнут колебания тороидного момента с удвоенной частотой ω : $\delta T \sim \cos \omega t$. Перейдем к вычислению поля, которое создает колеблющийся тороид. Будем считать для оценки, что размер агрегата составляет $d \sim 10^{-6}$ см, а его расстояние R до считывающей головки ("точки наблюдения") — порядка толщины записывающего слоя и составляет несколько микрон: $R \sim 10^{-4}$ см. В то же время даже на частоте СВЧ ($\omega \sim 10^{10}$ Гц) длина волны $\lambda = c/\omega$ составляет несколько сантиметров. Поэтому для вычисления поля тороида можно использовать приближение "ближней зоны":

$$d \ll R \ll \lambda. \quad (4.1)$$

Будем исходить из выражения для электрического и магнитного полей колеблющегося магнитного диполя [8]:

$$\vec{H}_a(t) = \frac{3\vec{R}_a(\vec{R}_a \vec{m}_a(t)) - \vec{m}_a(t)R_a^2}{R_a^3}, \quad (4.2)$$

$$\vec{E}_a(t) = -ik \frac{[\vec{R}_a \vec{m}_a(t)]}{R_a^3}, \quad (4.3)$$

где R_a — расстояние от a -го диполя до точки наблюдения, $k = \omega/c$ — волновое число. Поля, создаваемые агрегатом, в целом можно найти, суммируя поля, создаваемые отдельными диполями:

$$\vec{H}_a(t) = \sum_a \vec{H}_a(t); \quad \vec{E}_a(t) = \sum_a \vec{E}_a(t). \quad (4.4)$$

Выразим в формулах (4.2) и (4.3) вектор \vec{R}_a в виде $\vec{R}_a = \vec{R} - \vec{r}_a$, где \vec{R} — расстояние от центра агрегата до точки наблюдения. Так как $r_a \sim d$, то с учетом неравенства (4.1), можно провести разложение выражений (4.2) и (4.3) в ряд по степеням r_a (напомним, что r_a отсчитывается от геометрического центра агрегата и удовлетворяет условию (2.5)). Ограничиваясь старшими из магнитодипольного и тороидного вкладов в суммарные поля (4.4), получим (все вклады найдены в [5]):

$$\vec{H}_a(t) = \frac{3\vec{R}(\vec{R}\vec{M}(t)) - \vec{M}(t)R^2}{R^5}; \quad (4.5)$$

$$\vec{E}_a(t) = -ik \frac{[\vec{R}\vec{M}(t)]}{R^3} - ik \frac{3\vec{R}(\vec{R}\vec{T}(t)) - \vec{T}(t)R^2}{R^5}. \quad (4.6)$$

При выводе этих соотношений были учтены равенства (1.1) и (2.1), которыми определены магнитный и тороидный моменты агрегата.

Как будет показано далее, магнитный момент агрегата $\vec{M}(t)$ изменяется со временем с той же частотой, что и подмагничивающее поле $\vec{h}(t)$, а тороидный момент $\vec{T}(t)$ — с удвоенной частотой. Поэтому вклады в электрическое поле этих моментов могут быть разделены по частоте. Кроме того, агрегаты, находящиеся в состояниях с противоположными по направлению тороидными моментами, возбуждают электрические поля, которые сдвинуты друг относительно друга по фазе на 180° . Поэтому записанная информация может быть прочитана с помощью фазового детектирования.

4.2. Возбуждение агрегата переменным полем

Чтобы возбудить колебания тороидного момента агрегата, необходимо поместить агрегат в переменное магнитное поле $\vec{h}(t)$, причем частоту изменения поля будем считать равной $\omega/2$:

$$\vec{h}(t) = \vec{h}_0 \cos \omega t / 2. \quad (4.7)$$

При наличии поля магнитные моменты частиц будут стремиться ориентироваться по магнитному полю \vec{h} и, как результат, агрегат приобретет магнитный момент

$$\delta \vec{M} = \chi \vec{h}_0 \cos \omega t / 2, \quad (4.8)$$

где χ — магнитная восприимчивость агрегата. В то же время, если до наложения поля агрегат обладал тороидным моментом \vec{T}_0 , а его магнитный момент был равен нулю, то намагничение агрегата внешним полем приведет к уменьшению тороидного момента на величину $\delta \vec{T}$ как следствие того, что моменты частиц имеют фиксированную величину. Это может быть проиллюстрировано, например, для агрегата в форме квадрата, изображенного на рис. 7. В однородном поле частицы ориентированы в направлении, которое отмечено на этом рисунке цифрой 2, так что агрегат приобретает среднюю намагниченность. Одновременно в этом состоянии уменьшается проекция векторов \vec{m}_a на плоскость, перпендикулярную полю, по сравнению с их ориентацией в отсутствие поля (это положение отмечено на рисунке цифрой 1), что приводит к уменьшению тороидного момента агрегата.

Запишем приближенную связь между тороидным и магнитным моментами агрегата, которая выше была получена в переменных $\vec{\mu}$ и $\vec{\tau}$ (см. (2.11)), в виде

$$M^2 + JT^2 = const, \quad (4.9)$$

где J — некоторая постоянная, зависящая от формы агрегата. Если в отсутствие поля было $M = 0$, $T = T_0$, то $const = JT_0^2$. Подставляя это значение постоянной в уравнение (4.9) и учитывая, что при наложении поля $T = T_0 + \delta T$, получим в линейном приближении по δT

$$\delta T = -\frac{(\delta M)^2}{2JT_0}. \quad (4.10)$$

Так как согласно (4.9) магнитный момент меняется с той же частотой $\omega/2$, что и магнитное поле $\vec{h}(t)$, то из (4.10) следует, что тороидный момент будет при

этом изменяться с удвоенной частотой ω :

$$\delta T = -\frac{\chi^2 h_0^2}{2JT_0} \cos \omega t \quad (4.11)$$

В этом выражении мы опустили не интересующую нас здесь постоянную составляющую тороидного момента.

Учитывая, что агрегат может находиться в двух состояниях намагничивания, отличающихся знаком величины T_0 : $T_0 = \pm |T_0|$, из (4.11) можно видеть, что

$$\delta T = \begin{cases} -\frac{\chi^2 h_0^2}{2J|T_0|} \cos \omega t & (T_0 > 0); \\ +\frac{\chi^2 h_0^2}{2J|T_0|} \cos \omega t & (T_0 < 0). \end{cases} \quad (4.12)$$

То есть индуцируемые полем $h(t)$ тороидные моменты для двух состояний агрегата отличаются друг от друга значением фазы (чему соответствуют разные знаки в двух выражениях (4.12)). Вместе с этим будут иметь противоположные фазы и электрические поля, которые согласно выражению (4.5) возбуждаются изменяющимися тороидными моментами.

4.3. Магнитная релаксация

Полученные в предыдущем разделе результаты не учитывают запаздывание ориентирования магнитных моментов по фазе по отношению к переменному полю $\vec{h}(t)$, которое вызывается различными релаксационными механизмами в магнетике. Чтобы учесть эти процессы, воспользуемся приближенной теорией намагничивания агрегатов, которая была развита в разделе 2. Предположим, что внешнее поле имеет только одну, не основную гармонику $f_k = f$, а все остальные гармоники поля равны нулю. Как было показано в разделе 2.6, в этом случае можно представить энергию агрегата в виде

$$U = E_0 + (E_k - E_0) \sin^2 \theta - f(t) \sin \theta. \quad (4.13)$$

В дальнейшем мы будем отождествлять поле $f(t)$ с переменным полем $h(t)$, а коэффициенты $C_0 = \cos \theta$ и $C_k = \sin \theta$ будем считать пропорциональными соответственно тороидному и магнитному моментам агрегата :

$$M = M_0 \sin \theta; \quad T = T_0 \cos \theta, \quad (4.14)$$

где T_0 - абсолютная величина тороидного момента в основном состоянии, M_0 - магнитный момент в сильном поле \vec{H} . Так как в данном случае мы считаем, что внешнее магнитное поле достаточно мало (его роль состоит только в том, чтобы индуцировать переменный тороидный момент агрегата, а не в том, чтобы его переманить), то будет малым и отклонение угла θ от равновесных значений $\theta = 0, \pi$. Поэтому мы можем разложить потенциал (4.13) в ряд по θ вблизи указанных значений минимума с точностью до членов θ^2 включительно :

$$U = E_0 + (E_k - E_0) \theta^2 \pm f(t) \theta. \quad (4.15)$$

Этим потенциалом определяется уравнение движения угла θ . Предполагая, что поворот магнитных моментов частиц сопровождается диссипацией, мы можем записать уравнение движения в виде

$$\dot{\theta} = -\frac{1}{\lambda} \frac{\partial U}{\partial \theta}, \quad (4.16)$$

где λ - коэффициент магнитовязкого трения. Подставляя в это выражение значение потенциала (4.15), получим

$$\dot{\theta} = -\frac{1}{\tau} \theta \pm \frac{1}{\lambda} f(t), \quad (4.17)$$

где введено время релаксации $\tau = \lambda/2(E_k - E_0)$.

Предполагая, что поле $f(t)$ периодически меняется со временем

$$f(t) = \text{Re}[f e^{-i\omega t/2}], \quad (4.18)$$

находим решение неоднородного уравнения (4.17) в виде

$$\theta = \text{Re}\left[\frac{\tau f}{\lambda(1 - i\omega\tau)} e^{-i\omega t/2}\right]. \quad (4.19)$$

В этом выражении мы не учитываем затухающее решение однородного уравнения, имеющее вид $\theta_0 e^{-t/\tau}$. Для двух предельных случаев быстрой и медленной релаксации (соответственно $\omega\tau \ll 1$ и $\omega\tau \gg 1$) из этого выражения получим предельные значения

$$\theta = \begin{cases} \pm \frac{\tau}{\lambda} f \cos(\omega t/2) & (\omega\tau \ll 1); \\ \pm \frac{1}{\lambda\omega} f \cos(\omega t/2 + \pi/2) & (\omega\tau \gg 1). \end{cases} \quad (4.20)$$

Используя то же приближение при разложении по θ для моментов M и T в выражениях (4.15), что и для потенциала U , получаем

$$M = \pm M_0 \theta; \quad T = \pm T_0 \left(1 - \frac{1}{2} \theta^2\right), \quad (4.21)$$

то есть

$$\delta T(t) = \mp \frac{1}{2} T_0 \theta^2. \quad (4.22)$$

Используя полученную выше формулу (4.19), можно видеть, что

$$M = M_0 \tau \frac{f}{\lambda \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \cos\left(\frac{\omega t}{2} + \delta\right); \quad (4.23)$$

$$\delta T(t) = \pm T_0 \frac{\tau^2 f^2}{\lambda^2 (1 + \omega^2 \tau^2)} \cos(\omega t + 2\delta), \quad (4.24)$$

где сдвиг фазы δ определяется выражением

$$\text{tg } \delta = \frac{1}{\omega\tau}. \quad (4.25)$$

Как было отмечено выше, о начальном состоянии намагничивания агрегата можно судить по знаку в выражении (4.24).

Литература.

1. M.P.Sharrock. *Time-dependent magnetic phenomena and particle-size effects in recording media*. IEEE Trans. Mag.(1990), V.26, No.1, P.193-197.
2. K.Yogi, G.L.Gorman, G.Gastelio. *Longitudinal media for 1Gb/dm² areal density*. IEEE Trans. Mag. (1990), V.26, No.5, P. 2271-2276.
3. В.М.Дубовик, Л.А.Тосунян. *Тороидные моменты в физике электромагнитных и слабых взаимодействий*. ЭЧАЯ (1983), т. 14, вып. 5, с.1193-1228.
V.M.Dubovik, V.V.Tugushev. *Toroid moments in electromagnetic and solid state physics*. Phys.Reports (1990), V.187, No.4, P. 145-202.
4. C.F.Kernizan, K.J.Klabunde, C.M.Sorensen, G.C.Hadjipanayis. *Magnetic properties of nanometric-scale iron atom clustering in cold pentane*. Chemistry of materials (1990), V.2, No.1, P.70-74.
5. M.E.Schabes, H.N. Bertram. *Magnetization processes in ferromagnetic cubes*. J.Appl. Phys.(1988), V.64, No.3, P.1347-1357.
6. М.А.Мартсенюк, N.M.Martsenyuk, S.V.Syutkin. *Modelling of dipole aggregates of magnetic particles*. Theses of the 6-th International Conference on magnetic fluids. Paris, 1992.
7. Л.Д.Ландау, Е.М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред*. М. Наука, 1982, 624 с.
8. Дж.Джексон. *Классическая электродинамика*. М.Мир, 1965. 704 с.
9. В.М.Дубовик, А.А.Чешков. *Мультипольное разложение в классической и квантовой теории поля и излучение*. ЭЧАЯ (1974), т. 5, вып. 3, с. 791-837.
V.M.Dubovik, S.V.Shabanov. *The gauge invariance, radiation and toroid order parameters in electromagnetic theory*. In special issue "Essays on the formal aspects of electromagnetic theory". Ed. A.Lakhtakia, WS, Singapore,1992, 58 pp.