ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2020, том 84, № 2, с. 207–209

УДК 537.61.3

ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ ФРАКТАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ

© 2020 г. О. П. Поляков[1], М. Л. Акимов[1, *], П. А. Поляков[1]

[1]Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова", физический факультет, Москва, Россия

*E-mail: ml.akimov@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 30.08.2019 г.
После доработки 16.09.2019 г.
Принята к публикации 28.10.2019 г.

Выполнено математическое моделирование намагничивания фрактальной структуры исходя из принципа достижения системой наименьшей энергии в равновесном состоянии. Рассчитаны кривые намагничивания для фрактальных структур. Проведено сравнение перемагничивания регулярно намагниченной системы с системой фрактальной структуры намагниченности.

DOI: 10.31857/S0367676520020313

Известно, что в природе существуют не только регулярные структуры типа кристаллических решеток, которые обычно описываются в физике твердого тела, но также встречается достаточно широко и другая их организация – фрактальная [1, 2]. Традиционно теория самоорганизации магнитных систем магнитных систем разрабатывается для регулярных структур (доменная структура), но фрактальные магнитные структуры в экспериментах также рассматриваются [3, 4]. Кроме того, наблюдаются динамические структуры, обладающие фрактальной симметрией, в магнитных системах под воздействием переменных магнитных полей [5, 6].

Согласно принципу наименьшей энергии, система намагниченных частиц в состоянии равновесия имеет ориентационную конфигурацию с наименьшей возможной энергией [7–9]. Тогда система, находящаяся в таком состоянии, будет наиболее устойчива [10–13]. Воспользовавшись принципом наименьшей энергии можно найти равновесное распределение ориентаций магнитных моментов системы, перебирая все возможные состояния и выбирая из них равновесное состояние с наименьшим значением энергии. В этой работе с использованием данного принципа выполнено математическое моделирование намагничивания двумерной дискретной системы взаимодействующих магнитных диполей внешним магнитным полем и фрактальных магнитных структур.

Пусть имеется система магнитных точечных диполей, расположенных на плоскости. Предположим, что каждый магнитный точечный диполь зафиксирован на плоскости в узлах квадратных ячеек с периодом a. Каждый точечный диполь в состоянии равновесия может ориентироваться только перпендикулярно плоскости. Таким образом, магнитный момент i-го диполя $\vec{p}_i$ может иметь только две проекции на координатную ось Z, равные $\pm p$, где $p = |\vec{p}_i|$.

Вектор магнитной индукции $\vec{B}_{ij}$, наводимой i-м диполем в точке расположения j-го диполя, может быть найден по формуле [14]:

$$\vec{B}_{ij} = \frac{\mu_0}{4\pi}\left(\frac{3\left(\vec{p}_i\vec{R}_{ij}\right)\vec{R}_{ij}}{R_{ij}^5} - \frac{\vec{p}_i}{R_{ij}^3}\right). \quad (1)$$

В модели, предложенной в данной работе, дипольный момент $\vec{p}_i$ перпендикулярен плоскости $X0Y$, поэтому $\vec{p}_i\vec{R}_{ij} = 0$. Магнитное поле всех $n = n_x \cdot n_y$ диполей в точке местоположения j-го диполя, будет равно [15]

$$\vec{B}_j = \sum_{i=1(i\neq j)}^{n} \vec{B}_{ij} = -\sum_{i=1(i\neq j)}^{n} \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{\vec{p}_i}{R_{ij}^3}. \quad (2)$$

Для магнитостатической энергии взаимодействия магнитных точечных диполей системы согласно (2) имеем

$$W_d = -\sum_{j=1}^{n} \vec{p}_j\vec{B}_j = \frac{1}{2}\sum_{j=1}^{n}\sum_{i=1(i\neq j)}^{n} \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{\vec{p}_i\vec{p}_j}{R_{ij}^3}. \quad (3)$$

Если магнитные моменты находятся во внешнем магнитном поле с магнитной индукцией $\vec{B}_0$, направленной вдоль оси Z, то энергия взаимодействия магнитных моментов с этим полем задается выражением

$$W_B = -\sum_{i=1}^{n} \vec{p}_i\vec{B}_0. \quad (4)$$

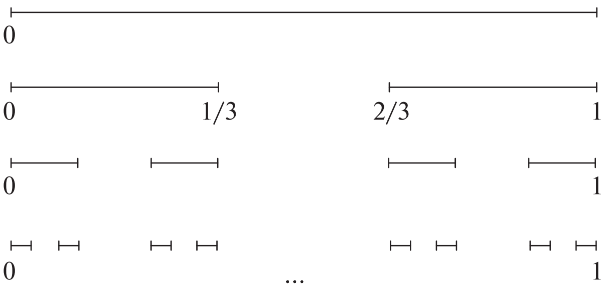

Рис. 1. Общий вид фрактальной структуры.

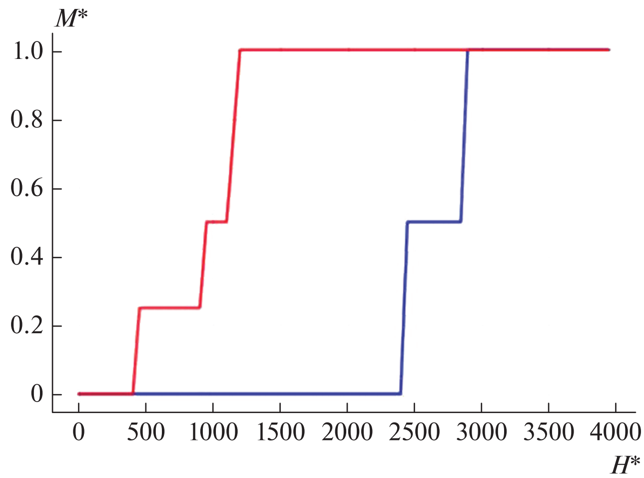

Рис. 2. График зависимости средней нормированной проекции магнитного момента на ось Z для $i = 2$. Красной линией на рисунке для сравнения изображена перемагничеваемость линейной одномерной дипольной структуры.

Представим суммарную магнитную энергию системы как

$$W = W_d + W_B = \frac{1}{2}\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{p^2}{a^3}\times \\ \times\sum_{j=1}^{n}\sum_{i=1(i\neq j)}^{n}\frac{\vec{p}_i\vec{p}_j a^3}{p^2 R_{ij}^3} - pB_0\sum_{j=1}^{n}\frac{\vec{p}_j\vec{B}_0}{pB_0}. \tag{5}$$

Характерную энергию взаимодействия двух ближайших магнитных точечных диполей W_0 определим как

$$W_0 = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{p^2}{a^3}. \tag{6}$$

Проведем нормирование суммарной магнитной энергии системы (5) на величину характерной энергии взаимодействия двух ближайших магнитных точечных диполей W_0, тогда для безразмерной энергии системы получим выражение

$$\varepsilon = \frac{W_d + W_B}{W_0} = \frac{1}{2}\sum_{j=1}^{n}\sum_{i=1(i\neq j)}^{n}\frac{\vec{p}_i\vec{p}_j a^3}{p^2 R_{ij}^3} - \beta\sum_{j=1}^{n}\frac{\vec{p}_j\vec{B}_0}{pB_0}, \tag{7}$$

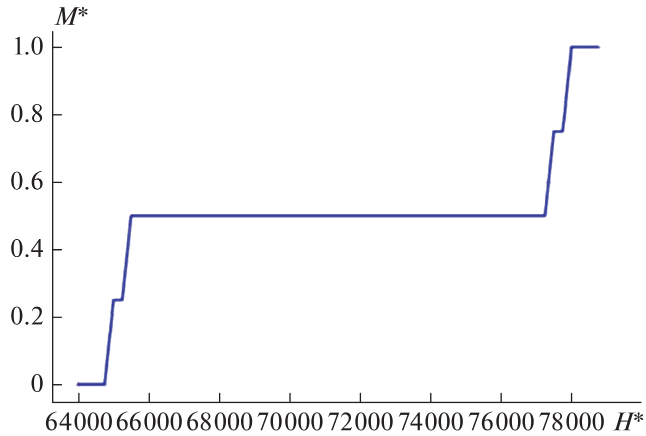

Рис. 3. График зависимости средней нормированной проекции магнитного момента на ось для $i = 3$.

где

$$\beta = \frac{pB_0}{W_0}. \tag{8}$$

Нами выполнен численный расчет энергии ε от параметра β для всех возможных комбинаций ориентаций n векторов $\vec{p}_i$ относительно координатной оси Z. Проведен расчет зависимости средней нормированной проекции магнитного момента на ось Z $M^* = \frac{\sum_{i=1}^{n} p_{i_z}}{n\cdot p}$ от внешнего магнитного поля B_0.

Далее проведено исследование перемагничивания магнитной структуры, обладающей фрактальной симметрией. В качестве основы для ее описания было взято канторово множество [1]. С математической точки зрения канторово множество формируется многократным (в пределе – бесконечным) последовательным делением отрезков за счет удаления их средней части (см. рис. 1). В нашем случае генерация фрактальной магнитной системы происходила после i-ой итерации процедуры деления: каждому полученному отрезку мы сопоставляли магнитный диполь, величина момента которого пропорциональна длине отрезка. В этом случае образуются 2^i магнитных диполя. В качестве отправной точки для нашего исследования были взяты системы, полученные для $i = 2$ и $i = 3$, были рассчитаны их магнитные энергии, а также исследовано их перемагничивание внешним магнитным полем B_0. На рис. 2 представлен результат сравнения процесса изменения намагниченности для $i = 2$ итераций формирования канторова множества от безразмерной напряженности внешнего магнитного поля $H^* = \frac{B_0 4\pi a^3}{\mu_0 p}$.

На рис. 3 представлено изменение намагниченности для $i = 3$ итераций формирования канторова множества. Из рисунков видно, что имеется существенное различие в процессе перемагничивания системы с обычной линейной структурой от системы с фрактальной упорядоченностью: система с фрактальной упорядоченностью обладает существенно большей стабильностью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Берже П., Помо И., Видаль К.* // Порядок в хаосе. О детерминистском подходе к турбулентности. М.: Мир, 1991. 368 с.
2. *Levy J.* Magnetic structures of 2D and 3D nanoparticles. Properties and applications. Pan Stanford Publishing Pte. Ltd., 2016. 450 c.
3. *Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г., Пак Ч.М.* // ЖЭТФ. 1995. Т. 108. № 3. С. 2031; *Lisovskii F.V., Mansvetova E.G., Pak Ch.M.* // JETP. 1995. V. 81. № 3. P. 567.
4. *Han B.-S., Li D., Zheng D.-J., Zhou Y.* // Phys. Rev. B. 2002. V. 66. Art. № 014433.
5. *Лисовский Ф.В., Поляков О.П.* // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 68. № 8. С. 643; *Lisovski F.V., Polyakov O.P.* // JETP Lett. 1998. V. 68. № 8. P. 679.
6. *Лисовский Ф.В., Поляков О.П.* // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 73. № 9. С. 546; *Lisovski F.V., Polyakov O.P.* // JETP Lett. 2001. V. 73. № 9. P. 483.
7. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* // Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1992. 664 с.
8. *Эшенфельдер А.* // Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. М.: Мир, 1983. 496 с.
9. *Киттель Ч.* // Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978. 792 с.
10. *Akimov M.L., Polyakov P.A., Usmanov N.N.* // J. Exp. Theor. Phys. 2002. V. 94. № 2. P. 293.
11. *Akimov M.L., Polyakov P.A., Starokurov Y.V. et al.* // Phys. B. 2010. V. 405. P. 2376.
12. *Akimov M.L., Polyakov P.A., Banishev A.A. et al.* // Int. J. Mod. Phys. B. 2016. V. 30. № 12. Art. № 1650081.
13. *Akimov M.L., Polyakovy P.A., Rusakova N.E.* // Int. J. Mod. Phys. B. 2018. V. 32. № 1. Art. № 1750272.
14. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. М.: Наука, 1988. 509 с.
15. *Быстров А.А., Акимов М.Л., Поляков О.П. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 8. С. 1067; *Bystrov A.A., Akimov M.L., Polyakov O.P. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. № 8. P. 965.