Физика твердого тела, 1997, том 39, № 6

Спектр пульсационных колебаний и устойчивость сложной решетки ЦМД

© С.И. Денисов, О.Ю. Горобец*

Сумский государственный университет,
244007 Сумы, Украина
* Донецкий государственный университет,
340055 Донецк, Украина

(Поступила в Редакцию 25 сентября 1996 г.)

Поскольку среди решеток цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) с фиксированной плотностью наименьшей энергией обладают простые гексагональные решетки [1], содержащие один ЦМД в элементарной ячейке, до последнего времени основное внимание уделялось теоретическому изучению свойств именно простых решеток [2–5]. Однако недавно [6] в простой решетке ЦМД был обнаружен фазовый переход, сопровождающийся коллапсом каждого третьего ЦМД, в результате чего простая решетка преобразуется в сложную, содержащую два ЦМД в элементарной ячейке (рис. 1). Хотя возможность коллапса каждого третьего ЦМД была предсказана ранее теоретически [3], сценарий развития коллапса всей решетки предполагался другим [7], и свойства сложных гексагональных решеток ЦМД, в том числе вопросы о спектре их пульсационных колебаний и устойчивости, ранее практически не рассматривались.

Для нахождения спектра пульсационных колебаний ЦМД в сложной решетке воспользуемся формализмом Лагранжа, выбрав в качестве динамических переменных величины $\Delta_i = u_i - u$, где $u_i = d_i/h$ и $u = d/h$ — нормированные на толщину пленки h диаметр i-го ЦМД d_i и равновесный диаметр УМД d. Потенциальная энергия такой решетки, включающая зеемановскую энергию, энергию доменных границ и магнитостатическую энергию, взятую в дипольном приближении для энергии магнитостатического взаимодействия ЦМД, с точностью до квадратичных по Δ_i членов записывается в виде

$$U = \pi M^2 h^3 u \Big[B \sum_i \Delta_i^2 + \sum_{i \neq j} D_{ij} \Delta_i (\Delta_j - \Delta_i) \Big]. \qquad (1)$$

Здесь M — намагниченность насыщения, суммирование проводится по узлам сложной решетки

$$B = \frac{2\pi}{u^2} \Big[S_0(u) - \frac{l}{h} + 2rqu^3 \Big], \quad D_{ij} = \frac{\pi u p^3}{2P_{ij}^3}, \qquad (2)$$

$S_0(u)$ — функция радиальной стабильности Тиля [8], l — характеристическая длина материала, $r = (1 + 3^{-3/2})/2$, $q = 8kp^3$, $k \approx 0.173$ [4], $p = h/a$, a — период простой решетки, $P_{ij}^2 = \big[n_1^2 + 3(2n_2 - n_1)^2\big]/4$, а $n_1 (n_1 \neq 3n)$, n_2 и n — целые числа. При получении (2) мы учли, что в поле смещения H параметр u удовлетворяет уравнению [9]

$$\frac{H}{4\pi M} u + \frac{l}{h} - F(u) + 8rqu^3 = 0, \qquad (3)$$

где $F(u)$ — силовая функция [8]. Отметим, что в случае простой решетки ЦМД $r = 1$.

Записав кинетическую энергию решетки ЦМД в виде $E = (\pi M^2 h^3 u / \Omega^2) \sum_i \dot{\Delta}_i^2$ ($\Omega^2 = 8M^2/mh$, m — плотность эффективной массы доменной границы) и воспользовавшись (1), получаем связанную систему уравнений движения величин Δ_i

$$\ddot{\Delta}_i + \Omega^2 \Big[B\Delta_i + \sum_j D_{ij} (\Delta_j - \Delta_i) \Big] = 0. \qquad (4)$$

Поскольку сложная решетка — это решетка Браве, определяемая радиус-векторами $\mathbf{R}_j = 3^{1/2} a \mathbf{S}_j = 3a[n_1 \mathbf{i} + 3^{-1/2}(2n_2 - n_1)\mathbf{j}]/2$ ($\mathbf{i}$ и $\mathbf{j}$ — орты осей x и y, n_1 и n_2 — произвольные целые числа), которая имеет двухточечный базис $\mathbf{b}_1 = a\mathbf{i}$ и $\mathbf{b}_2 = a(\mathbf{i} + 3^{1/2}\mathbf{j})/2$, вместо величин Δ_i удобно ввести величины Δ_{1i} и Δ_{2i}, относящиеся соответственно к узлам $\mathbf{R}_i + \mathbf{b}_1$ и $\mathbf{R}_i + \mathbf{b}_2$. В результате система уравнений (4) преобразуется в систему уравнений для Δ_{1i} и Δ_{2i}, из условия существования волновых решений которой следует закон дисперсии пульсационных колебаний ЦМД в сложной решетке

$$\omega_{1,2}(\mathbf{k}) = \Omega \Big[B - f(0) + f(\mathbf{k}) - g(0) \pm |g(\mathbf{k})| \Big]^{1/2}, \qquad (5)$$

где $\mathbf{k}$ — безразмерный волновой вектор, лежащий в зоне Бриллюэна решетки Браве,

$$f(\mathbf{k}) = \frac{\pi u p^3}{6\sqrt{3}} \sum_j \frac{\cos \mathbf{k}\mathbf{S}_j}{|\mathbf{S}_j|^3},$$

$$g(\mathbf{k}) = \frac{\pi u p^3}{6\sqrt{3}} \sum_j \frac{e^{i\mathbf{k}\left[\mathbf{S}_j + (\mathbf{j} - \mathbf{i}/\sqrt{3})/2\right]}}{|\mathbf{S}_j + (\mathbf{j} - \mathbf{i}/\sqrt{3})/2|^3}. \qquad (6)$$

Таким образом, в отличие от простой решетки, в которой спектр пульсационных колебаний ЦМД состоит из одной ветви [3,4], спектр пульсационных колебаний ЦМД в сложной решетке состоит из двух ветвей (рис. 2). При $\mathbf{k} = 0$ пульсационные колебания ЦМД, отвечающие ветви $\omega_1(\mathbf{k})$, в каждой элементарной ячейке происходят

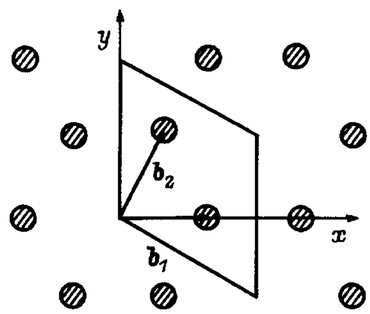

Рис. 1. Сложная гексагональная решетка ЦМД и ее элементарная ячейка.

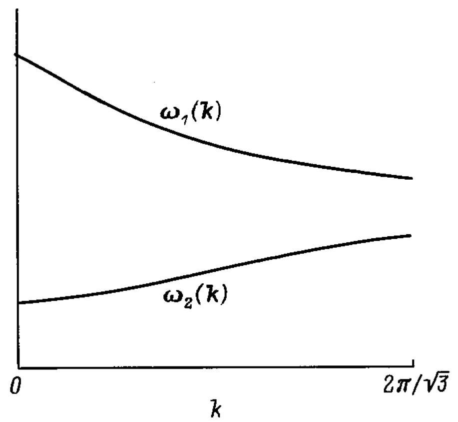

Рис. 2. Схематическая зависимость $\omega_1(\mathbf{k})$ и $\omega_2(\mathbf{k})$ от $\mathbf{k} = k\mathbf{i}$.

в фазе, а пульсационные колебания ЦМД, отвечающие ветви $\omega_2(\mathbf{k})$ — в противофазе. Далее, поскольку $\omega_1^2(\mathbf{k}) \geqslant \omega_2^2(\mathbf{k})$ и $\omega_2^2(\mathbf{k}) \geqslant \omega_2^2(0)$, условием устойчивости сложной решетки относительно коллапса ЦМД является неравенство $B - 2g(0) > 0$. В критическом поле смещения, отвечающем условию $B - 2g(0) = 0$, в каждой элементарной ячейке должен произойти коллапс одного ЦМД с базисным вектором $\mathbf{b}_1$ или $\mathbf{b}_2$, превращающий сложную решетку в простую. Следовательно, в совершенных материалах с увеличением поля смещения простая решетка ЦМД совершает сначала фазовый переход в сложную, а затем сложная решетка совершает фазовый переход в простую, имеющую в 3 раза бо́льшую элементарную ячейку, чем исходная, и так далее до тех пор, пока не сколлапсируют все ЦМД.

Список литературы

[1] J.A. Cape, G.W. Lehman. J. Appl. Phys. **42**, *13*, 5732 (1971).
[2] M.H.H. Höfelt. J. Appl. Phys. **44**, *1*, 414 (1973).
[3] M.M. Sokoloski, T. Tanaka. J. Appl. Phys. **45**, *7*, 309 (1974).
[4] В.Г. Барьяхтар, В.В. Ганн, Ю.И. Горобец. ФТТ **18**, *7*, 1990 (1976).
[5] Ю.И. Горобец, С.И. Денисов. ФТТ **25**, *9*, 2832 (1983).
[6] Yu. Gorobets, I. Melnichuk, Yu. Pimenov. J. Magn. Magn. Mater. **115**, 204 (1992).
[7] В.Г. Барьяхтар, Ю.И. Горобец. Цилиндрические магнитные домены и их решетки. Киев (1988). 168 с.
[8] A.A. Thiele. Bell Syst. Techn. J. **48**, *10*, 3287 (1969).
[9] В.С. Герасимчук, Ю.И. Горобец, C. Deville Kavelin. Письма в ЖЭТФ **59**, *7*, 467 (1994).