Вихревые состояния в антиферромагнитных кристаллах

© А. Богданов, А. Шестаков

Донецкий физико-технический институт Академии наук Украины,
340114 Донецк, Украина

(Поступила в Редакцию 3 ноября 1997 г.)

Показано, что в легкоосных и кубических антиферромагнетиках без центра инверсии могут существовать аксиально-симметричные двумерные неоднородные состояния в виде двумерных пространственно–модулированных структур (решеток магнитных вихрей) и уединенных двумерных структур (вихрей). Численным решением дифференциальных уравнений определены структура и равновесные размеры решеток и вихрей.

Как известно, в магнетиках без центра инверсии существуют специфические (симметрийно обусловленные) обменно-релятивистские взаимодействия, которые в энергии системы описываются членами, линейными по первым пространственным производным.

В [1] такие инварианты были использованы для обоснования термодинамической устойчивости геликоидальных структур в магнетиках без центра инверсии. В отличие от распространенных обменных спиралей [2,3] рассмотренные в [1] модулированные структуры имели большой период и определенное направление вращения M (киральность).

К настоящему времени такие модулированные структуры открыты в ряде кубических гелимагнетиков [4–13] и в других кристаллах без центра инверсии [14–18], в магнитных сверхрешетках [19,20] и ряде других систем [2,3]. Теоретические исследования геликоидальных структур, связанных с взаимодействием Дзялошинского, проведены в [21–28].

В [29], используя простое модельное представление, удалось показать, что в магнетиках без центра инверсии наряду с одномерными модулированными структурами (геликоидами) может существовать система изолированных вихрей. Размер этих вихрей пропорционален энергии взаимодействия Дзялошинского, т. е. в регулярном магнетике такие вихри коллапсируют. Было также показано, что в области существования модулированных структур в определенном диапазоне полей вихревые состояния термодинамически устойчивы. В [29,30] были изучены особенности вихревых и геликоидальных структур в легкоосных ферро- и антиферромагнетиках.

Систематическое теоретическое исследование изолированных и взаимодействующих вихрей в легкоосных ферромагнетиках без центра инверсии проведено в [31,32]. Численным решением дифференциальных уравнений, а также аналитическими методами удалось определить равновесные параметры изолированных вихрей и вихревых решеток, границы существования локализованных состояний и модулированных фаз. В [33] вычислена сила взаимодействия между двумя уединенными вихревыми линиями. Работа [34] посвящена исследованию вихревых состояний в кубических гелимагнетиках, а в [35] изучалось влияние анизотропии в базисной плоскости на устойчивость вихревых состояний.

В данной работе исследованы особенности вихревых состояний в легкоосных и кубических антиферромагнетиках без центра инверсии.

Одноосные антиферромагнетики

Для двухподрешеточного антиферромагнетика с взаимодействием Дзялошинского неравновесный термодинамический потенциал с точностью до членов, квадратичных по компонентам вектора суммарной намагниченности $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1+\mathbf{M}_2)/2M_0$ и вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$ ($\mathbf{M}_i$ — намагниченность i-й подрешетки, $M_0 = |\mathbf{M}_i|$), можно записать в виде

$$W = \int w dV = \int \Big[A(\partial l/\partial x_i)^2 + A'(\partial l/\partial x_i)^2 + w_0 - w_d\Big] dV, \tag{1}$$

где A, A' — константы неоднородного обмена, w_0 — однородная часть энергии, w_d содержит инварианты, линейные по первым пространственным производным.

Однородную часть энергии w_0 для исследуемых антиферромагнетиков запишем в следующем стандартном виде [36,37]:

$$w_0 = M_0^2\big[2\lambda\mathbf{m}^2 - 2\mathbf{H}\mathbf{m}/M_0 - \beta l_z^2\big], \tag{2}$$

где λ — константа межподрешеточного обменного взаимодействия, β — константа одноосной анизотропии второго порядка, $\mathbf{H}$ — магнитное поле. Обычно $\lambda \gg \beta$. Кроме того, мы ограничиваемся случаем низких температур, когда можно считать $m^2 + l^2 = 1$, $ml = 0$ [37].

При $\beta > 0$ ось $\mathbf{OZ}$ является осью легкого намагничивания. Как хорошо известно (см., например, [37]), в этом случае при $H_z = H_{sf} = M_0\sqrt{2\lambda\beta}$, $H_x = H_y = 0$ имеет место фазовый переход первого рода из антиферромагнитной фазы ($\mathbf{l} \parallel \mathbf{OZ}$) в спин-флоп-фазу ($\mathbf{l} \perp \mathbf{OZ}$). Ограничиваясь случаем $\mathbf{H} \parallel \mathbf{OZ}$ и минимизируя (1) по m, получим

$$m = h\frac{H_{sf}}{2\lambda M_0}, \tag{3}$$

$h = H/H_{sf}$. В окрестности спин-флоп-перехода $m \ll l$, поскольку $H_{sf} = M_0\sqrt{2\lambda\beta} \ll 2\lambda M_0$. Тогда, считая

$|l| = 1$, можно получить следующее выражение для w_0 [29]:

$$w_0 = w_0^0 + M_0^2\beta|1-\beta^2|\sin^2(\theta-\theta_0), \tag{4}$$

где

$$w_0^0 = \beta M_0^2, \quad \theta_0 = 0, \quad h < 1,$$

$$w_0^0 = \beta M_0^2 h^2, \quad \theta_0 = \pi/2, \quad h > 1.$$

Здесь θ — угол между $\mathbf{l}$ и $\mathbf{OZ}$, $h^2 = \frac{H^2}{2\beta\lambda M_0^2}$, w_0^0 — плотность энергии основного состояния.

Для легкоосных антиферромагнетиков выражения для w_d получены в [29] (в приближении $m \ll l$). В частности, для антиферромагнетиков, относящихся к кристаллографическим классам C_{nv} и D_n, выражения для w_d имеют вид

$$w_d = DM_0^2\left(l_z\frac{\partial l_x}{x} - l_x\frac{\partial l_z}{x} + l_z\frac{\partial l_y}{y} - l_y\frac{\partial l_z}{y}\right) \quad \text{для} \quad C_{nv}, \tag{5}$$

$$w_d = DM_0^2\left(l_z\frac{\partial l_x}{y} - l_x\frac{\partial l_z}{y} + l_z\frac{\partial l_y}{x} - l_y\frac{\partial l_z}{x}\right) + D'M_0^2\left(l_x\frac{\partial l_y}{z} - l_y\frac{\partial l_x}{z}\right) \quad \text{для} \quad D_n. \tag{6}$$

Последний член в (6) может привести к образованию модулированных структур, распространяющихся вдоль легкой оси $\mathbf{OZ}$. Поскольку в данной работе рассматриваются только состояния, однородные вдоль $\mathbf{OZ}$, будем считать, что D' тождественно равно нулю. Случай C_n-симметрии, когда w_0^0 представляет собой линейную комбинацию (5) и (6), не дает качественно новых результатов и поэтому исключен из рассмотрения.

Как было показано в [29], наличие таких инвариантов в термодинамическом потенциале с необходимостью приводит к образованию неоднородных состояний в окрестности спин-флоп-перехода. Границы устойчивости таких состояний можно определить, рассматривая энергию плоской доменной границы, разделяющей состояния с противоположными направлениями $\mathbf{l}$ (180° доменная граница). Результаты расчета [29] показали, что неоднородные пространственно-модулированные состояния в антиферромагнетиках термодинамически устойчивы при

$$h_1 < h < h_2, \quad \text{где} \quad h_{1,2}^2 = 1 \mp \nu^2, \quad \nu^2 = \frac{\pi D^2}{16A\beta}. \tag{7}$$

Отметим, что, поскольку коэффициент D в (2), (3) имеет обменно-релятивистское происхождение [38] ($D \sim \sqrt{A\beta}$), нижнее критическое поле h_1 для некоторых кристаллов может обратиться в нуль, т.е. для таких кристаллов пространственно-модулированная структура окажется энергетически выгодной, начиная с $H = 0$. В то же время верхнее критическое поле будет всегда ниже обменных полей ($h_2 \ll 2\lambda M_0/H_{sf}$). Такая ситуация, например, имеет место в ромбоэдрическом легкоосном антиферромагнетике без центров инверсии $BiFeO_2$ (пространственная группа C_{3v}^6, температура Нееля $T_N = 673\,\mathrm{K}$ [39]). В отсутствие поля и в слабых полях в нем наблюдалась модулированная структура. В достаточно высоком поле обнаружен фазовый переход из циклоидной пространственно-модулированной фазы в однородную антиферромагнитную фазу, индуцируемый магнитным полем и сопровождающийся сильным изменением электрической поляризации [40].

Перейдем к анализу двумерных пространственно-модулированных состояний. Рассмотрим изолированный вихрь, ось которого направлена вдоль $\mathbf{OZ}$, в центре вихря вектор антиферромагнетизма $\mathbf{l}$ параллелен приложенному магнитному полю $\mathbf{H}$. Введем для вектора $\mathbf{l}$ сферические координаты, а для пространственных переменных — цилиндрические:

$$\mathbf{l} = (\sin\theta\cos\psi, \sin\theta\sin\psi, \cos\theta),$$

$$\mathbf{r} = (r\cos\varphi, r\sin\varphi, z).$$

В этих переменных выражения (2), (3) для C_{nv}-симметрии примут вид

$$w_d = \cos(\varphi-\psi)\left[\frac{\partial\theta}{\partial r} + \frac{1}{r}\sin\theta\cos\theta\frac{\partial\psi}{\partial\varphi}\right] + \sin(\varphi-\psi)\left[\sin\theta\cos\theta\frac{\partial\psi}{\partial r} - \frac{1}{r}\frac{\partial\theta}{\partial\varphi}\right], \tag{8}$$

а для D_n-симметрии

$$w_d = \sin(\varphi-\psi)\left[\frac{\partial\theta}{\partial r} + \frac{1}{r}\sin\theta\cos\theta\frac{\partial\psi}{\partial\varphi}\right] + \cos(\varphi-\psi)\left[\sin\theta\cos\theta\frac{\partial\psi}{\partial r} - \frac{1}{r}\frac{\partial\theta}{\partial\varphi}\right]. \tag{9}$$

Таким образом, энергию двухподрешеточного антиферромагнетика с взаимодействием Дзялошинского можно записать в виде

$$E = \frac{W-W_0^0}{2\pi LAM_0^2} = \int\left[\left(\frac{\partial\theta}{\partial\rho}\right)^2 + \frac{\sin^2\theta}{\rho^2} - 2\pi\left(\frac{d\theta}{d\rho} + \frac{\sin\theta\cos\theta}{\rho}\right) + 4\pi^2\frac{A\beta}{D^2}|1-h^2|\sin^2(\theta-\theta_0)\right]\rho\,d\rho, \tag{10}$$

$$\rho = r/r_0, \quad r_0 = \frac{2\pi A}{D}. \tag{11}$$

Здесь L — длина вихря вдоль $\mathbf{OZ}$, r_0 — период геликоидальной структуры при $h = 1$.

Уравнение Эйлера для функционала (1) имеет вид

$$\frac{d^2\theta}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho}\frac{d\theta}{d\rho} - \frac{\sin 2\theta}{2\rho^2} + 2\pi\frac{\sin^2\theta}{\rho} - \cos 2\theta_0 2\pi^2\frac{A\beta}{D^2}|1-h^2|\sin 2\theta = 0. \tag{12}$$

Решения уравнения (10) с граничными условиями

$$\theta(0) = 0, \qquad \theta(R) = \pi \tag{13}$$

описывают аксиальную структуру (вихрь) радиуса R. Уравнение (10) не удается решить аналитически, и поэтому были использованы численные методы. Характер решений существенным образом зависит от величины приложенного магнитного поля, а именно от того, лежит ли h в интервале $[h_1, h_2]$ или вне этого интервала.

При $h_1 < h < h_2$ исследуемая краевая задача имеет решения только для конечных радиусов R, а при $h < h_1$ или $h > h_2$ — как для конечных R, так и для $R = \infty$. При этом во втором случае ($h \notin [h_1, h_2]$) ни одно из решений с конечным радиусом не соответствует минимуму плотности энергии (см. далее), т. е. такие решения не являются устойчивыми.

В дальнейшем вместо h удобно использовать параметр

$$B^* = -\cos 2\theta_0 \frac{4}{\pi}\sqrt{\frac{A\beta}{D^2}|1 - h^2|}. \tag{14}$$

При $h = h_{1,2}$ $B^* = \mp 1$, при $h < h_1$ $B^* < -1$, а при $h > h_2$ $B^* > 1$.

Рассмотрим более подробно решения в каждом из этих случаев.

1) $h_1 < h < h_2$ $(-1 < B^* < 1)$. Поскольку во всей данной области энергия доменной границы отрицательна [29], здесь должны реализоваться структуры с максимально возможным распределением неоднородности в объеме образца. Примером такого состояния может служить геликоид [1]. Другим примером является решетка магнитных вихрей, термодинамическая стабильность которой доказана для магнетиков без центра инверсии в определенном диапазоне магнитных полей [32].

Как уже отмечалось выше, стабилизация двумерных модулированных структур связана с наличием в энергии магнетика инвариантов, линейных по первым пространственным производным. Данные члены обеспечивают понижение энергии системы только при определенном направлении изменения параметров порядка. В частности, в случае одноосного антиферромагнетика с взаимодействием Дзялошинского знак параметра D (2) определяет энергетически выгодное направление вращения вектора $\mathbf{l}$. Поэтому среди различных решеток аксиальных структур в антиферромагнетиках обеспечивают понижение энергии системы (по сравнению с однородным состоянием) только те решетки, в которых сохраняется заданное направление вращения вектора антиферромагнетизма. Очевидно, этому условию удовлетворяют решетки, в центре элементарных ячеек которых вектор $\mathbf{l}$ параллелен $\mathbf{OZ}$, а на границе — антипараллелен. Будем называть такие структуры π-решетками.

Равновесные состояния двумерных решеток в антиферромагнетиках определяются решением системы дифференциальных уравнений для $\theta(x, y)$ и $\psi(x, y)$, минимизирующих функционал (1). Такую задачу сложно решить даже численным методом. Существенного упрощения задачи можно достичь, использовав приближение

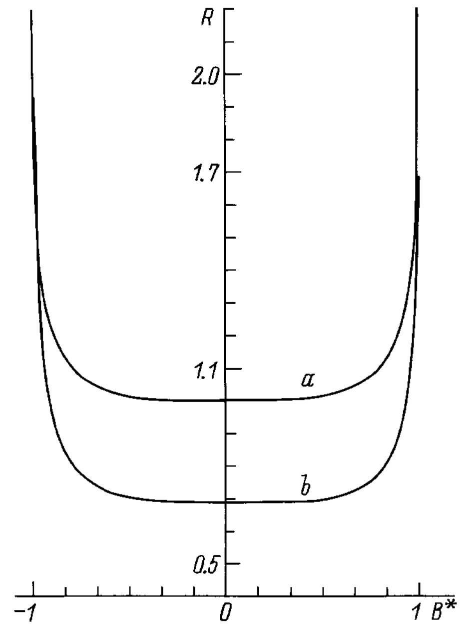

Рис. 1. Зависимости периодов геликоидальной структуры (a) и вихревой решетки (b) от параметра B^*.

круговых ячеек [32,41]. В рамках данного приближения элементарная ячейка решетки с гексагональным (или квадратным) сечением заменяется круговым цилиндром равного объема. Соответственно граничные условия для π-решеток заменяются круговыми — выражением (11).

В рамках данного приближения задача о расчете равновесной структуры решеток восстанавливает аксиальную симметрию и сводится к интегрированию уравнения (10) с граничными условиями (11) с последующей минимизацией

$$F = \frac{E}{\pi R_2} \tag{15}$$

по R (энергия E задается выражением (10)).

Расчет показал, что во всей области $h_1 < h < h_2$ $(-1 < B^* < 1)$ плотность энергии (15) имеет минимум при конечных размерах ячейки R. На рис. 1 показаны зависимости равновесных размеров ячеек и периода геликоидальной структуры в зависимости от параметра B^* (14). В широком диапазоне значений $-1 < B^* < 1$ равновесные периоды решеток слабо зависят от поля, но начинают неограниченно возрастать с приближением B^* к ± 1 ($h \to h_{1,2}$). На рис. 2–5 представлены эволюции равновесных структур элементарных ячеек с ростом магнитного поля в π-решетках. В окрестности нижнего критического поля h_1 ($B^* \approx -1$) неоднородности в распределении $\mathbf{l}$ для π-решеток локализуются в узкой переходной области. Это легко понять, если вспомнить о том, что в магнитном поле $h < 1$ ($B^* < 0$) состояния с $\theta = \pi/2$ обладают большей энергией, чем состояния с $\theta = 0, \pi$. В π-решетках состояния с $\theta = \pi/2$ реализуются внутри ячеек. Именно в области состояний, близких $\pi/2$, локализуются неоднородности в решетках.

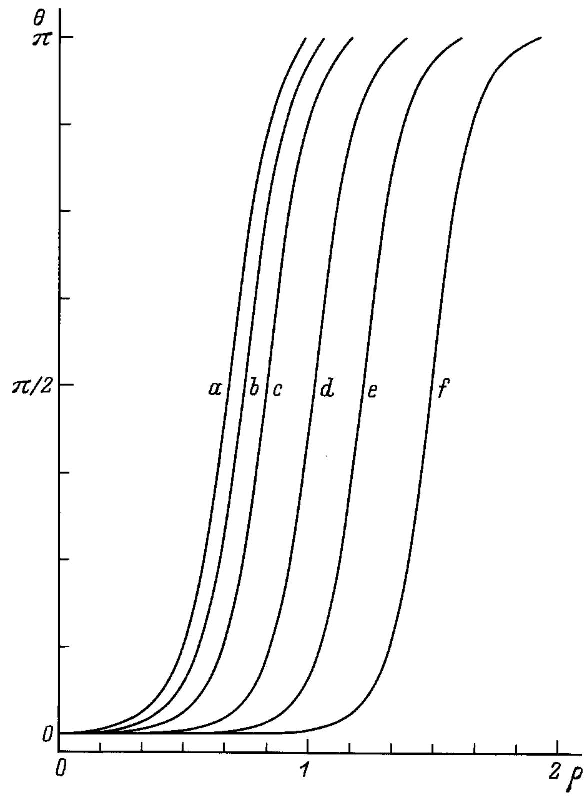

Рис. 2. Равновесные структуры элементарных ячеек решетки магнитных вихрей при $B^* = -0.91$ (a), -0.93 (b), -0.95 (c), -0.97 (d), -0.98 (e), -0.99 (f).

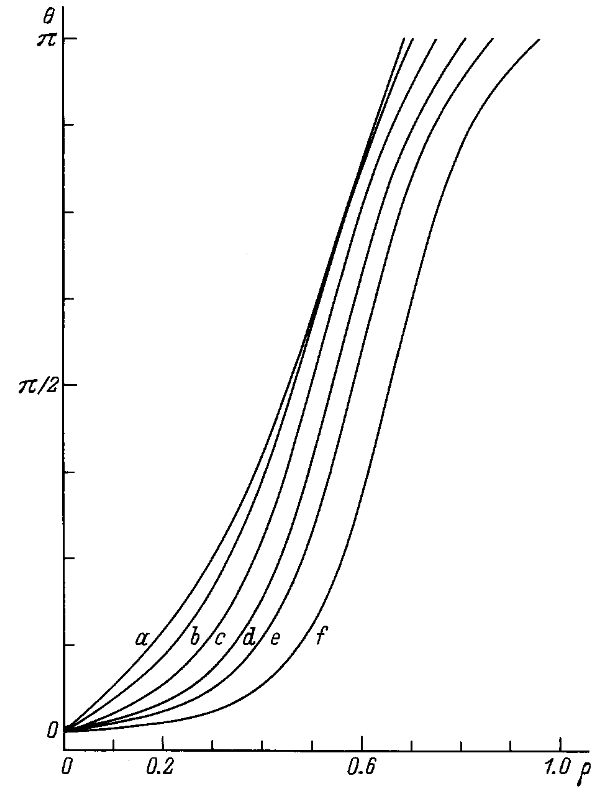

Рис. 3. Равновесные структуры элементарных ячеек решетки магнитных вихрей при $B^* = 0$ (a), -0.5 (b), -0.7 (c), -0.8 (d), -0.85 (e), -0.9 (f).

В противоположном предельном случае вблизи верхнего критического поля h_2 ($B^* \approx 1$) неоднородности в распределении $\mathbf{l}$ для π-решеток локализуются как на границах ячеек (где $\theta \approx \pi$), так и в центрах ячеек (где $\theta \approx 0$). Это связано с тем, что при $h > 1$ ($B^* > 0$) состояния с $\theta = \pi/2$ обладают меньшей энергией, чем состояния с $\theta = 0, \pi$.

Во всей области существования модулированных структур плотность энергии π-решеток выше, чем плотность энергии геликоидального состояния (рис. 6). Следовательно, термодинамически устойчивым является одномерное пространственно-модулированное состояние. Однако при наличии линейных дефектов возможно возникновение решеток магнитных вихрей. Так, в [42] сообщается об обнаружении решетки магнитных вихрей в $BiFeO_3$.

Как и геликоид, решетка магнитных вихрей переходит в однородное состояние путем неограниченного роста периода системы при $h \to h_{1,2}$ ($B^* \to \pm 1$). Ясно, что энергии всех модулированных структур становятся равными при $h = h_{1,2}$.

2) $h < h_1$ ($B^* < -1$). Вид решения в данном случае существенно зависит от

$$a = \frac{d\theta}{d\rho}\Big|_{\rho=0}. \tag{16}$$

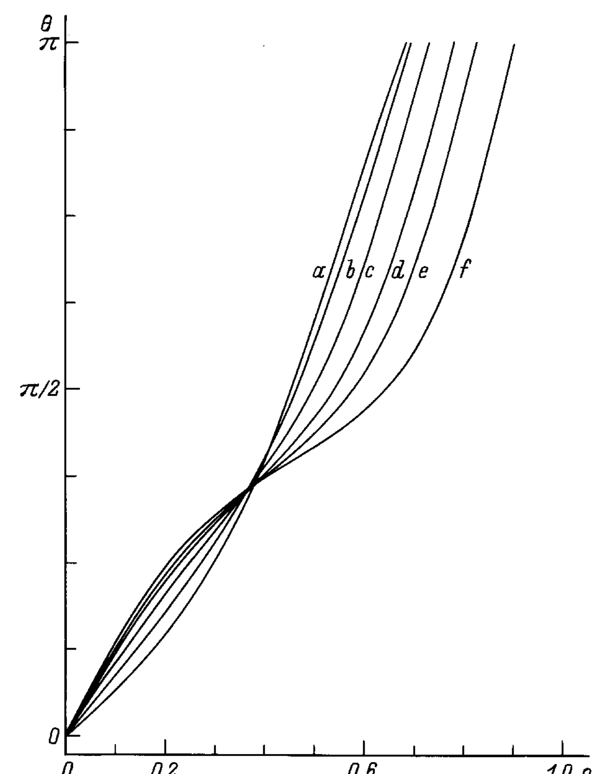

Рис. 4. Равновесные структуры элементарных ячеек решетки магнитных вихрей при $B^* = 0$ (a), 0.5 (b), 0.7 (c), 0.8 (d), 0.85 (e), 0.9 (f).

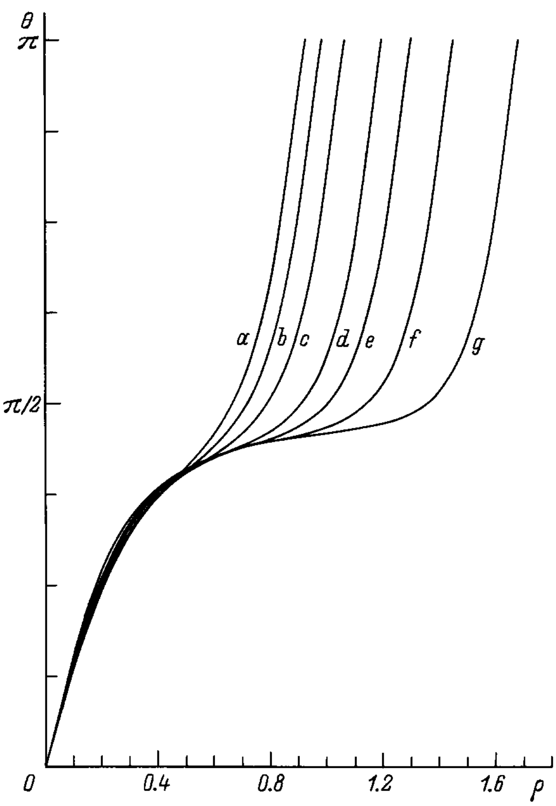

Рис. 5. Равновесные структуры элементарных ячеек решетки магнитных вихрей при $B^* = 0.91$ (a), 0.93 (b), 0.95 (c), 0.97 (d), 0.98 (e), 0.99 (f), 0.999 (g).

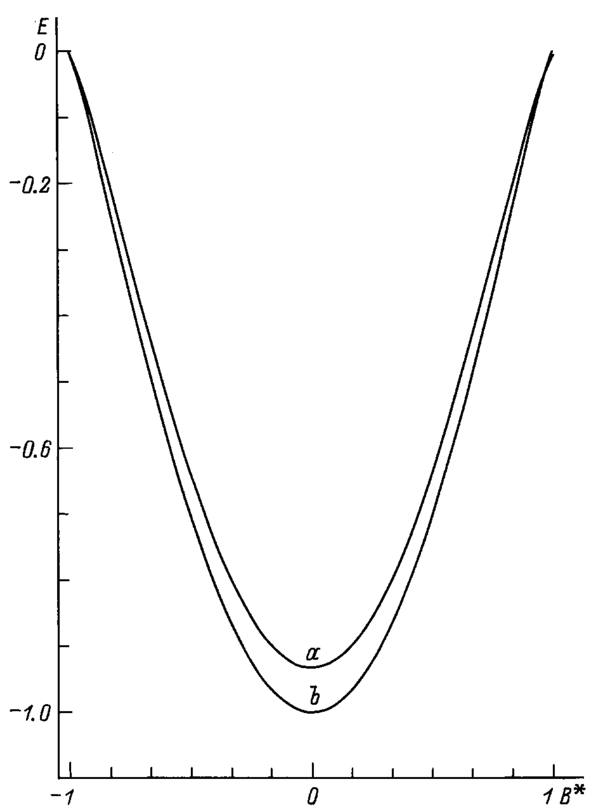

Рис. 6. Зависимости плотности энергии решетки магнитных вихрей (a) и геликоидальной структуры (b) от параметра B^*.

На рис. 7 изображены фазовые портреты для нескольких значений параметра a. Если a больше некоторого критического значения $a(h)$, то решения $\theta(\rho)$ описывают структуры с конечными радиусами и отличной от нуля производной в конечных точках для граничных условий (11). На фазовой плоскости (рис. 7) этим решениям соответствуют участки тех траекторий, которые заканчиваются в полюсе $3\pi/2$. При $a < a_0$ таких решений не существует. Как уже отмечалось выше, все эти решения не являются устойчивыми. Наконец, при $a = a_0$ реализуются локализованные решения для граничных условий (11), описывающие изолированные вихри в объеме антиферромагнетика. Фазовый портрет этого решения имеет сепаратрисный характер. На рис. 8 приведены профили локализованных решений для ряда значений поля, меньших h_1 ($B^* < -1$). С удалением от h_1 (уменьшением h) резко усиливается локализация вихрей. С приближением к h_1 вихри расширяются; в них начинает формироваться узкая переходная область между ядром с $\theta = 0$ и внешней областью с $\theta = \pi$ — "доменная граница", и при $h > h_1$ ($B^* > -1$) локализованных аксиальных структур в антиферромагнетике не существует.

3) $h > h_2$ ($B^* > 1$). В отличие от случая $h < h_1$ фазовые портреты решений (рис. 9) имеют полюсы в точках (π, n), $n = 0, 1, 2, \dots$, а сепаратрисное решение оканчивается в точке $(\pi/1, 0)$. Таким образом, при $h_2 < h$ ($B^* > 1$) реализуются локализованные решения для граничных условий $\theta(\infty) = \pi/2$. Иными словами,

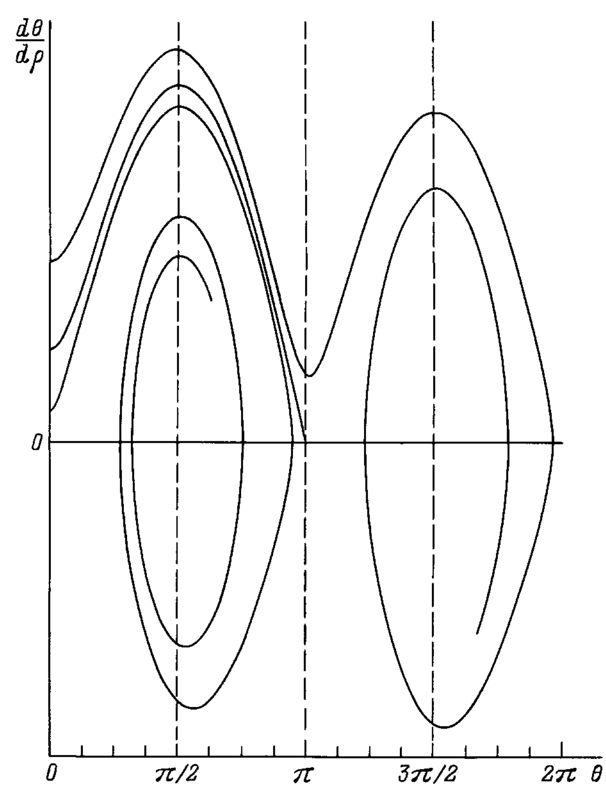

Рис. 7. Фазовые портреты решений $\theta(\rho)$ при $h < h_1$ ($B^* < -1$).

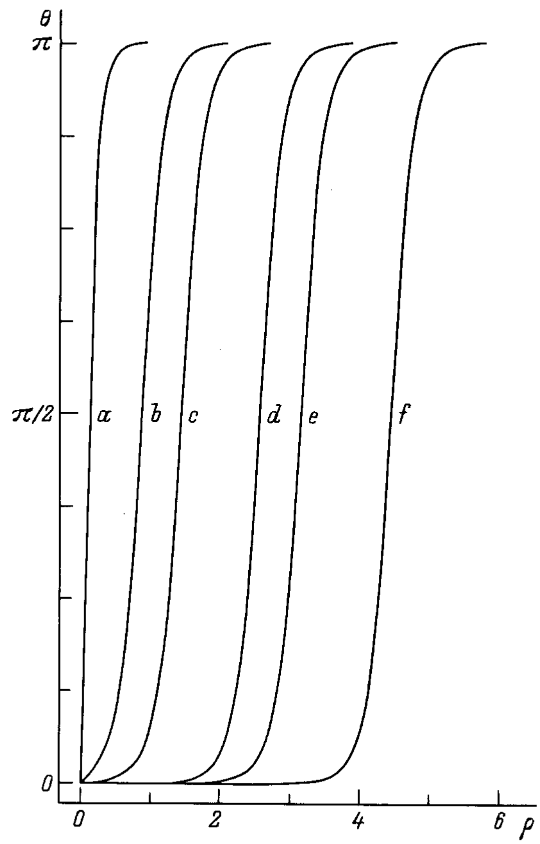

Рис. 8. Уединенные магнитные вихри при $B^* = -1.5$ (*a*), -1.03 (*b*), -1.01 (*c*), -1.003 (*d*), -1.002 (*e*), -1.001 (*f*).

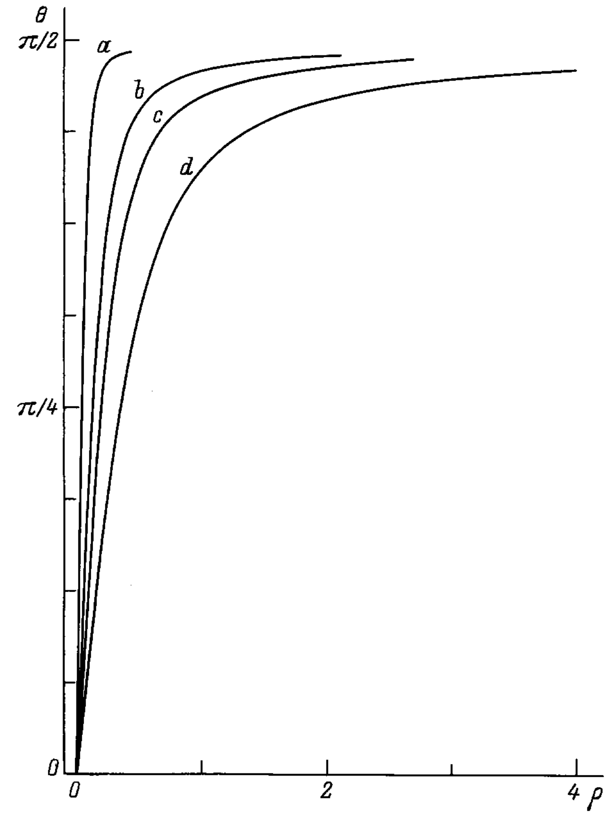

Рис. 10. Уединенные магнитные вихри при $B^* = 5.0$ (*a*), 2.0 (*b*), 1.5 (*c*), 1.01 (*d*).

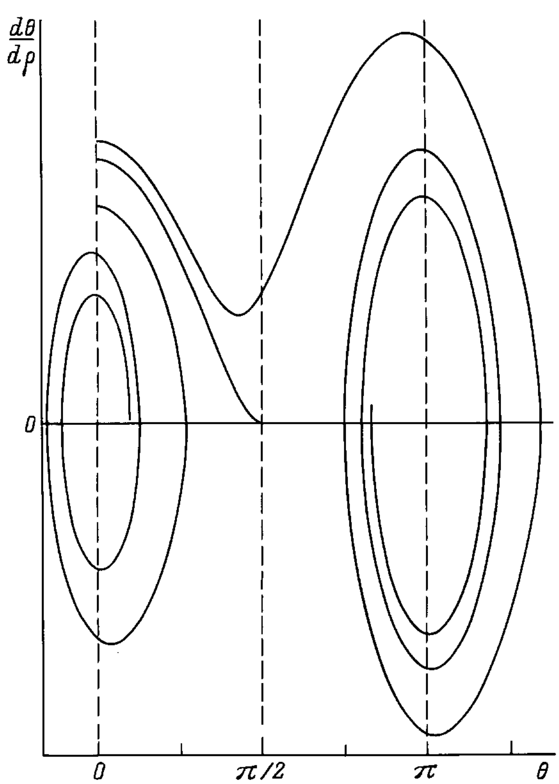

Рис. 9. Фазовые портреты решений $\theta(\rho)$ при $h > h_2$ $(B^* > 1)$.

при $h > h_2$ в антиферромагнетике могут существовать вихри с $\mathbf{l} \parallel \mathbf{OZ}$ в центре вихря и $\mathbf{l} \perp \mathbf{OZ}$ при $\rho \to \infty$. Отметим, что в данном случае состояние с $\theta = 0$ в центре вихря не является энергетически выгодным. Профили вихрей при $h > h_2$ приведены на рис. 10.

Таким образом, в одноосных антиферромагнетиках без центра инверсии возможно существование двумерных пространственно-модулированных структур (магнитных вихрей) как метастабильных состояний. При $h < h_1$ могут существовать локализованные вихри с $\theta = 0$ в центре вихря и $\theta = \pi$ вдали от центра. С приближением к h_1 вихри расширяются, в них начинает формироваться узкая переходная область между ядром с $\theta = 0$ и внешней областью с $\theta = \pi$ — "доменная граница" (рис. 8), и при $h = h_1$ локализованные аксиальные структуры в антиферромагнетике исчезают и возникает решетка магнитных вихрей. При h, близких к h_1, существует узкая переходная область между состояниями с $\theta = 0$ и $\theta = \pi$ (рис. 2). С ростом поля профили вихрей становятся более пологими (рис. 3, 4), и при $h \approx 0.7{-}0.9$ в области $\theta = \pi/2$ начинает формироваться "полочка" (рис. 5). Далее, при $h \to h_2$, размеры ячеек быстро растут, и при $h = h_2$ снова возникают локализованные решения — уединенные вихри. Однако при $h > h_2$ в отличие от случая $h < h_1$ $\theta(\infty) = \pi/2$.

Кубические антиферромагнетики

Как уже отмечалось выше, модулированные структуры могут существовать не только в одноосных, но и в кубических антиферромагнетиках без центра инверсии.

Для кубических антиферромагнетиков неравновесный термодинамический потенциал с точностью до членов, квадратичных по компонентам векторов $\mathbf{m}$ и $\mathbf{l}$, совпадает с (1), однако выражения для w_0 и w_d имеют несколько иной вид. Так, для кристаллографических классов O и T выражения для w_d можно записать в следующем виде:

$$w_d = DM_0^2 \mathbf{l} \operatorname{rot} \mathbf{l}. \tag{17}$$

Однородную часть энергии для исследуемых кубических антиферромагнетиков можно записать в виде

$$w_0 = M_0^2 \left[2\lambda \mathbf{m}^2 - 2\mathbf{Hm}/M_0 \right]. \tag{18}$$

Отметим, что в данном случае любое отличное от нуля магнитное поле ориентирует магнитные моменты таким образом, чтобы $\mathbf{H} \perp \mathbf{l}$. Ограничиваясь случаем $\mathbf{H} \parallel \mathbf{OZ}$, можно показать, что

$$w_0 = -\frac{H^2}{2\lambda} \sin^2 \theta, \tag{19}$$

где, как и ранее, θ — угол между $\mathbf{l}$ и $\mathbf{OZ}$.

Переходя к сферическим координатам для вектора $\mathbf{l}$ и цилиндрическим координатам для пространственных переменных, а также имея в виду нахождение осесимметричных решений типа $\theta = \theta(\rho)$, $\psi = \psi(\varphi)$, выражение (16) можно записать в виде

$$w_d = D \sin(\psi - \varphi) \left(\frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{\sin\theta \cos\theta}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} \right). \tag{20}$$

Далее аналогично [32] можно получить

$$\psi = \varphi \pm \pi/2. \tag{21}$$

Таким образом, плотность энергии кубического двухподрешеточного антиферромагнетика (кристаллографические классы T и O) можно записать в виде

$$\frac{\varepsilon}{AM_0^2} = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R \left[\left(\frac{d\theta}{d\rho} \right)^2 + \frac{\sin^2 \theta}{\rho^2} - 2\pi \left(\frac{d\theta}{d\rho} + \frac{\sin\theta \cos\theta}{\rho} \right) - \frac{\pi^4}{4} h^2 \sin^2 \theta \right] d\rho, \tag{22}$$

где

$$\rho = r/r_0, \quad r_0 = 2\pi A/D, \tag{23}$$

$$h = H/H_c, \quad H_c = \pi^2 \sqrt{\lambda/2}. \tag{24}$$

Отметим, что выражение (22) с точностью до несущественной постоянной совпадает с выражением (10) при $\theta_0 = \pi/2$, т.е. кубический магнетик в магнитном поле ведет себя подобно одноосному антиферромагнетику в полях выше поля спин-флоп-перехода, а именно при $H < H_c$ возможно существование решетки вихрей, причем плотность энергии геликоидального состояния всегда (в области существования неоднородных структур) ниже плотности энергии решетки магнитных вихрей. С приближением H к H_c радиус ячейки быстро растет, и при $H \to H_c$ $R \to \infty$ (рис. 1). При $H > H_c$ возможно существование уединенных вихрей с $\mathbf{l} \parallel \mathbf{H}$ в центре вихря и $\mathbf{l} \perp \mathbf{H}$ вдали от центра.

Таким образом, в работе показано, что в легкоосных и кубических антиферромагнетиках без центра инверсии возможно существование как двумерных пространственно-модулированных структур (решеток магнитных вихрей), так и уединенных двумерных структур (вихрей).

Во всей области существования модулированных структур в легкоосных кубических антиферромагнетиках наряду с одномерной модулированной структурой (геликоидом) возможно существование двумерной пространственно-модулированной структуры (решетки магнитных вихрей) как метастабильного состояния.

В сильных магнитных полях в легкоосных и кубических антиферромагнетиках без центра инверсии могут существовать локализованные аксиальные структуры — уединенные магнитные вихри с $\theta = 0$ в центре вихря и $\theta = \pi/2$ вдали от центра.

В слабых магнитных полях в легкоосных антиферромагнетиках могут существовать уединенные магнитные вихри с $\theta = 0$ в центре вихря и $\theta = \pi$ вдали от центра.

Авторы благодарят фонд Александра фон Гумбольдта за предоставление вычислительной техники и литературы. Мы глубоко признательны А. Хуберту за обсуждение работы и ценные советы, а также А.С. Ковалеву и С.В. Тарасенко за полезные дискуссии.

Список литературы

[1] И.Е. Дзялошинский. ЖЭТФ **46**, *4*, 1420 (1964).
[2] Ю.А. Изюмов. УФН **144**, *3*, 449 (1984).
[3] Ю.А. Изюмов. Дифракция нейтронов на длиннопериодических структурах. Энергоатомиздат, М. (1987). 200 с.
[4] Y. Ishikawa, K. Tajima, D. Bloch, M. Roth. Solid State Commun. **19**, *15*, 525 (1976).
[5] B. Lebech, J. Bernhard, T. Freltoft. J. Phys.: Condens. Mater. **1**, 6105 (1989).
[6] J. Beille, J. Voiron, F. Towriq, M. Roth, Z.Y. Zhang. J. Phys. F: Met. Phys. **11**, 2153 (1981).
[7] J. Beille, J. Voiron, M. Roth, Z.Y. Zhang. Solid State Commun. **43**, 399 (1983).
[8] H. Watanabe, Y. Tazuke, H. Nakajima. J. Phys. Soc. Jap. **54**, 3978 (1985).
[9] H. Watanabe. J. Phys. Soc. Jap. **58**, 1035 (1989).
[10] B. Lebech, P. Harris, J.S. Pedersen, K. Mortensen, C.I. Gregory, N.R. Bernhoeft, M. Jermy, S.A. Brown. J. Magn. Magn. Mater. **140–144**, 119 (1995).
[11] T. Sato, T. Nemoto, E. Ohta, M. Sakata, T. Sakakibara, T. Goto. J. Magn. Magn. Mater. **70**, 411 (1987).
[12] T. Sato, T. Anto, T. Oku, M. Furusaka. Phys. Rev. **B49**, *21*, 11 864 (1994).

[13] T. Sato, T. Anto, T. Oku, M. Furusaka. J. Magn. Magn. Mater. **140–144**, 1785 (1995).
[14] A. Zheludev, G. Shirane, Y. Sasago, N. Kiode, K. Uchinokura. Phys. Rev. **B54**, *21*, 15 163 (1996).
[15] A. Zheludev, S. Maslov, G. Shirane, Y. Sasago, N. Kiode, K. Uchinokura. Phys. Rev. Lett. **78**, 4857 (1997).
[16] J. Akimitsu, K. Sirotori, G. Shirane, M. Iizumi, T. Watanabe. J. Phys. Soc. Jap. **44**, 172 (1978).
[17] J. Adachi, N. Achiwa, M. Mekata. J. Phys. Soc. Jap. **49**, 545 (1980).
[18] I. Sosnowska, A.K. Zvezdin. J. Magn. Magn. Mater. **140–144**, 167 (1995).
[19] T.M. Giebultovicz, H. Luo, N. Samarth, J.K. Furdyna, J.J. Rhyne. IEEE Trans. Mag. **29**, 3383 (1993).
[20] T.M. Giebultovicz, V. Nunez, H. Luo, N. Samarth, J.K. Furdyna. J. Appl. Phys. **73**, 6090 (1993).
[21] В.Г. Барьяхтар, Е.П. Стефановский. ФТТ **11**, *7*, 1946 (1969).
[22] P. Bak, M.H. Jensen. J. Phys. C: Sol. Stat. Phys. **13**, L881 (1980).
[23] O. Nakanishi, A. Yanase, A. Hasegawa, M. Kataoka. Solid State Commun. **35**, 995 (1980).
[24] M. Kataoka, O. Nakanishi. J. Phys. Soc. Jap. **50**, 3888 (1981).
[25] M.L. Plumer, M.B. Walker. J. Phys. C: Sol. Stat. Phys. **14**, 4689 (1981).
[26] M.L. Plumer. J. Phys.: Condens. Mater. **2**, 7503 (1981).
[27] В.А. Головко, Д.Г. Санников. ЖЭТФ **82**, *2*, 357 (1982).
[28] Ю.А. Изюмов, В.М. Лаптев. ЖЭТФ **88**, *1*, 165 (1985).
[29] А.Н. Богданов, Д.А. Яблонский. ЖЭТФ **96**, *1(7)*, 253 (1989).
[30] А.Н. Богданов, М.В. Кудинов, Д.А. Яблонский. ФТТ **31**, *10*, 99 (1989).
[31] A. Bogdanov, A. Hubert. Phys. Stat. Sol. (b) **186**, 527 (1994).
[32] A. Bogdanov, A. Hubert. J. Magn. Magn. Mater. **138**, 255 (1994).
[33] А.Н. Богданов. Письма в ЖЭТФ **62**, *3*, 231 (1995).
[34] A. Bogdanov, A. Hubert. J. Appl. Phys. **79**, *8*, 1536 (1996).
[35] Б.А. Иванов, А.К. Колежук. ФНТ **21**, *4*, 355 (1995).
[36] В.Г. Барьяхтар, А.Н. Богданов, Д.А. Яблонский. УФН **156**, *1*, 47 (1988).
[37] Е.А. Туров. Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов. Изд-во АН СССР, М. (1963). 224 с.
[38] T. Moriya. Phys. Rev. **120**, *1*, 91 (1960).
[39] J.R. Teagyl, R. Gerson, W. James. Solid State Commun. **8**, 1973 (1970).
[40] Ю.Ф. Попов, А.К. Звездин, Г.П. Воробьев, А.М. Кадомцев, В.А. Мурашов, Д.Н. Раков. Письма в ЖЭТФ **57**, *1*, 65 (1993).
[41] А. Хуберт. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. Мир, М. (1972). 308 с.
[42] М.М. Тегеранчи, Г.А. Есина, Ю.Ф. Попов, А.К. Звездин. Новые магнитные материалы микроэлектроники. Тез. докл. XV Всерос. школы-семинара (18–21 июня 1996). С. 297.