Физика низких температур, 1998, т. 24, № 11, с. 1095–1104

# О существовании дальнего магнитного порядка в двумерных легкоплоскостных магнетиках

Б. А. Иванов, Е. В. Тартаковская

*Институт магнетизма НАН Украины, Украина, 252142, г. Киев, пр. Вернадского, 36б*
E-mail: vbaryakhtar@gluk.apc.org

Статья поступила в редакцию 22 июня 1998 г.

В рамках последовательного феноменологического подхода показано, что для двухподрешеточных легкоплоскостных двумерных антиферромагнетиков (АФМ) и ферритов, близких к точке компенсации, может существовать истинный дальний порядок. Эффект возникает за счет дальнодействующей части дипольных сил. Ранее такой результат был получен Малеевым [5] для ферромагнетиков и связывался им с тем, что теорема Мермина–Вагнера может быть несправедлива для взаимодействий, убывающих как $1/R^3$ или медленнее. Оказалось, что в случае магнетиков с полностью идентичными подрешетками (АФМ) эффект существует только за счет некоторых видов взаимодействия Дзялошинского–Мория. В частности, он присутствует для АФМ с четной (по Турову) главной осью и отсутствует в противоположном случае. Для магнетиков с неидентичными подрешетками эффект может существовать только в случае феррита, т.е. когда подрешетки нескомпенсированы в обменном приближении. В точке компенсации магнитного момента эффект стабилизации дальнего порядка исчезает. Если эта точка не совпадает с точкой компенсации спинового момента импульса, то интенсивность флуктуаций немонотонно зависит от температуры. Полученные оценки температуры фазового перехода сравниваются с экспериментом.

В межах послідовного феноменологічного підходу показано, що для двохпідграткових легкоплощинних двовимірних антиферомагнетиків (АФМ) та феритів, близьких до точки компенсації, може існувати справжній далекий порядок. Ефект виникає за рахунок далекодіючої частки дипольних сил. Раніше такий результат було одержано Малєєвим [5] для феромагнетиків і пояснено тим, що теорема Мерміна–Вагнера може бути несправедливою для взаємодій, що спадають як $1/R^3$ або повільніше. Виявилося, що у випадку магнетиків із цілковито ідентичними підгратками (АФМ) ефект існує тільки за рахунок деяких видів взаємодії Дзялошинського–Морія. Зокрема він присутній в АФМ з парною (за Туровим) головною віссю і відсутній у протилежному випадку. Для магнетиків з неідентичними підгратками ефект може існувати тільки у випадку ферита, а саме якщо підгратки нескомпенсовані в обмінному наближенні. В точці компенсації магнітного моменту ефект стабілізації далекого порядку зникає. Якщо ця точка не збігається з точкою компенсації спінового моменту імпульсу, то інтенсивність флуктуацій немонотонно залежить від температури. Одержані оцінки температури фазового переходу порівнюються з експериментом.

PACS: 75.30.Pd, 75.70.Ak

В классических работах Блоха [1] и Мермина–Вагнера [2] было доказано, что в двумерных магнетиках, основное состояние которых характеризуется непрерывным вырождением (как, например, в изотропных и легкоплоскостных моделях магнетиков), при сколь угодно малой, но конечной температуре тепловые флуктуации разрушают дальний магнитный порядок. Березинский [3], Костерлиц и Таулесс [4] показали, что в таких системах может существовать только квазидальний порядок при температурах $T < T_{BKT}$, где $T_{BKT} \propto S^2 J$ — температура фазового перехода; $J$ — обменный интеграл; $S$ — спин атома.

Однако вывод о невозможности существования истинного дальнего порядка в двумерных магнетиках был сделан только для короткодействующих потенциалов, убывающих с расстоянием быстрее чем $1/R^3$. Магнитное диполь-дипольное взаимодействие, энергия которого убывает с расстоянием как $1/R^3$, не удовлетворяет условиям теоремы Мермина–

© Б. А. Иванов, Е. В. Тартаковская, 1998

Вагнера. На это обстоятельство первым обратил внимание Малеев. В работе [5] он доказал, что последовательный учет диполь-дипольного взаимодействия в изотропных ферромагнетиках (ФМ) приводит к корневому закону дисперсии магнонов, $\omega \propto \sqrt{k}$, и, как следствие, к стабилизации дальнего магнитного порядка при конечных температурах.

После усовершенствования технологий, позволивших получать монослойные структуры с высокой структурной точностью, существенно возрос интерес к исследованию двумерного магнетизма [6–8]. Методом Ленгмюра—Блодже были получены истинно двумерные антиферромагнетики (АФМ) типа стеарата марганца [9]. Но теоретическое описание двумерного магнетизма было вначале предложено только для случая ФМ [5,6]. Как мы отмечали, это описание в существенной мере базируется на учете диполь-дипольного взаимодействия, которое является неотъемлемым свойством ферромагнетиков. Естественно, магнитное диполь-дипольное взаимодействие спинов существует и в АФМ, но, поскольку спины подрешеток в АФМ в обменном приближении скомпенсированы, этим взаимодействием при анализе АФМ обычно пренебрегают [10–13, 15–18]. С другой стороны, вклад диполь-дипольного взаимодействия может появиться в АФМ благодаря неколлинеарности подрешеток, однако прямой анализ на основе микроскопического спинового гамильтониана [5,6] является весьма громоздким. Теоретическое объяснение двумерного антиферромагнетизма впервые было предложено в кратком сообщении [19], где мы показали, что в пленках Ленгмюра—Блодже типа стеарата марганца ($Mn(C_{18}H_{35}O_2)_2$) с легкоплоскостной анизотропией дальний магнитный порядок стабилизируется вследствие дальнодействующей части дипольных сил. Следует отметить, что данный результат был получен только для конкретного вида взаимодействия Дзялошинского—Мория, характерного для этого вещества.

В настоящей работе простой феноменологический подход, предложенный ранее [19] для объяснения проблемы двумерного магнетизма и роли диполь-дипольного взаимодействия в установлении дальнего магнитного порядка в АФМ, мы развиваем и обобщаем на примере нескольких различных магнитных моделей. В разд. 1 мы рассматриваем простейший случай двумерного легкоплоскостного ферромагнетика. Хорошее согласие результатов, полученных здесь с помощью феноменологического приближения, и расчетов в рамках точного метода спинового гамильтониана диполь-дипольного взаимодействия демонстрирует адекватность феноменологического подхода.

В последующих разделах анализируются двухподрешеточные модели, для которых применение точного метода практически невозможно. В разд. 2 рассматривается модель магнетика с двумя скомпенсированными подрешетками (т.е. случай антиферромагнитного упорядочения). Теоретический расчет для температуры фазового перехода сравнивается с экспериментальными данными. В разд. 3 аналогичные результаты получены для двумерного легкоплоскостного феррита, близкого к точке компенсации.

## 1. Феноменологический анализ диполь-дипольного взаимодействия. Ферромагнетик

Энергию магнитного диполь-дипольного взаимодействия при феноменологическом описании можно представить в виде суммы двух слагаемых. Первое из них, обусловленное взаимодействием ближайших соседей, для двумерного магнетика дает лишь положительную добавку к константе одноосной анизотропии, т.е. формирует анизотропию типа «легкая плоскость» [6]. Второе слагаемое, соответствующее дальнодействующей части магнитодипольных сил, в рамках феноменологического приближения записывается через так называемое размагничивающее поле $\mathbf{H}_m$ [10]:

$$W_d = -(1/2)a \int dxdy\, (\mathbf{M}\cdot\mathbf{H}_m)\ , \qquad (1)$$

где $a$ — толщина пленки и интегрирование проводится в плоскости пленки. Размагничивающее поле $\mathbf{H}_m$ определяется уравнениями магнитостатики

$$\mathrm{div}\ \mathbf{H}_m = -4\pi\ \mathrm{div}\ \mathbf{M}\ , \quad \mathrm{rot}\ \mathbf{H}_m = 0 \qquad (2)$$

с учетом соответствующих граничных условий. В трехмерном случае решение уравнений (2) хорошо известно:

$$\mathbf{H}_m = -\nabla \int d\mathbf{r}'\, [\mathbf{M}(\mathbf{r}')\cdot\nabla'] \frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}\ , \qquad (3)$$

где $d\mathbf{r}' = dx'dy'dz'$; $\nabla$ и $\nabla'$ — операторы градиента по переменным $\mathbf{r}$ и $\mathbf{r}'$ соответственно. Феноменологический анализ вклада дипольного взаимодействия проведем на основе приближенной, но простой и, главное, универсальной модели. Будем рассматривать двумерный магнетик как очень тонкую сплошную магнитную пленку толщиной $a$ с нормалью вдоль оси $z$, в которой намагниченность зависит только от двух переменных $x$ и $y$. Для компактной записи ответа введем следующие обозначения: $\mathbf{H}_m = (\mathbf{H}_m^{(s)}, H_m^z)$, $\mathbf{M} = (\mathbf{M}^{(s)}, M^z)$, где векторы $\mathbf{H}_m^{(s)} = (H_m^x, H_m^y)$ и $\mathbf{M}^{(s)} = (M^x, M^y)$ лежат в плоскости пленки. Произведя интегрирование в (3) по переменной $z$ от $-a/2$ до $+a/2$, мы получим искомый ответ для двумерного случая, причем размагничивающее поле записывается в терминах намагниченности $\mathbf{M}$:

$$\mathbf{H}_m^{(s)}(x, y) =$$

$$= \nabla_i^{(s)} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx'dy' \, [M_i^{(s)}(x-x', y-y')\mathbf{f}_1(x', y')], \quad (4)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx'dy' \, M^{(z)}(x - x', y - y') \, f_2(x', y') \ ,$$

где

$$\mathbf{r} = (x, y) \ ;$$

$$\mathbf{r}' = (x', y') \ ;$$

$$\mathbf{f}_1(x, y) = a\mathbf{r}r^{-2}(r^2 + a^2/4)^{-1/2} \ ;$$

$$f_2(x, y) = -a(r^2 + a^2/4)^{-3/2} \ ;$$

$$\nabla^{(s)} = \left(\frac{\partial}{\partial x} \ , \ \frac{\partial}{\partial y}\right) .$$

Эти выражения в принципе могут быть использованы для анализа как линейной, так и нелинейной динамики намагниченности. Для анализа солитонов малой амплитуды они применялись в [13], в этом случае необходимо реально анализировать интегральные уравнения. В нашем случае линейных колебаний вычисление может быть проведено до конца с использованием пространственного преобразования Фурье. Записав $\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \delta\mathbf{M}$, где $\mathbf{M}_0$ отвечает основному состоянию, $\delta\mathbf{M}$ — малым отклонениям от него, энергию магнитного диполь-дипольного взаимодействия легко представить через фурье-компоненты $\delta\mathbf{M}_k$ :

$$W = -\pi a \sum_k \frac{1}{|k|} (\mathbf{k}\cdot\delta\mathbf{M}_k)(\mathbf{k}\cdot\delta\mathbf{M}_{-k}) \ . \quad (5)$$

Существующая в этой формуле неаналитичность обусловлена дальнодействующим характером магнитного дипольного взаимодействия. Физическая причина ее достаточно прозрачна. Рассмотрим спиновую волну в любом магнетике, сопровождающуюся колебаниями полной намагниченности в том же направлении, что и волновой вектор волны. Тогда величина $\mathrm{div}\,(\delta\mathbf{M}) \neq 0$, и, поскольку в уравнениях магнитостатики $\mathrm{div}\,\mathbf{M}$ играет роль источника поля $\mathbf{H}_m$ («магнитного заряда»), волна сопровождается колебаниями поля $\mathbf{H}_m$ . Область локализации поля вдоль оси $z$ определяется длиной волны $\lambda \approx 2\pi/k$, поэтому соответствующая энергия содержит множитель $1/|k|$. Отметим, что $z$-компонента намагниченности не дает такой сингулярности, так как при $\lambda >> a$ соответствующее поле $\mathbf{H}_m$ практически локализовано внутри пленки. Подчеркнем также, что вид формулы (5) не зависит от типа магнитного упорядочения, она справедлива как для ферромагнетиков, так и для скомпенсированных антиферромагнетиков или слабых ферромагнетиков. Изменяется лишь запись суммарной намагниченности $\delta\mathbf{M}$ с соответствующей динамической переменной (см. разд. 2).

Для верификации сделанного приближения и для сравнения с известными точными результатами [5,6] найдем спектр магнонов в ферромагнетике. С учетом (5) и обычных слагаемых — обменной энергии $A(\nabla\mathbf{M})^2$ ($A \propto JS^2$) и энергии легкоплоскостной анизотропии $KM_z^2$ — гамильтониан двумерного легкоплоскостного ферромагнетика в квадратичном приближении принимает вид

$$H = \sum_k \Big\{ Ak^2\delta\mathbf{M}_k \, \delta\mathbf{M}_{-k} + K(\delta M_z)_k \, (\delta M_z)_{-k} -$$

$$- a(\pi/k)(\mathbf{k}\cdot\delta\mathbf{M}_k)(\mathbf{k}\cdot\delta\mathbf{M}_{-k}) \Big\} \ .$$

Теперь можно стандартным образом (используя уравнение Ландау—Лифшица или запись $\delta\mathbf{M}_k$ через операторы спиновых волн, см. [10,11]) получить закон дисперсии спиновых волн. Корневая модификация закона дисперсии при $k \to 0$ обусловлена добавками, связанными с нелокальным диполь-дипольным взаимодействием (5):

$$\varepsilon_k \to 2\mu_0 \left[ (H_K\, H_{\rm dip}/4) ka \sin^2 \varphi_k + (2A/M_0) k^2 \right]^{1/2}, \tag{6}$$

где $H_K = 2K/M_0$ — поле анизотропии; $H_{\rm dip} = 4\pi M_0$ — поле дипольных сил; $\varphi_k$ — угол между волновым вектором и равновесным направлением намагниченности.

Этот результат с точностью до близкого к единице сомножителя, появляющегося в формулах при учете дискретности решетки, совпадает с ответом, полученным в [5,6] на основе микроскопического гамильтониана диполь-дипольного взаимодействия в двумерной дискретной решетке спинов.

С учетом корневой модификации закона дисперсии магнонов средняя флуктуация намагниченности $\Delta M(T)$ становится конечной величиной, что свидетельствует о стабилизации дальнего магнитного порядка. Для ее вычисления нужно знать так называемый коэффициент спинового отклонения для ферромагнетика, $D_k$, который легко получить из коэффициентов $u$–$v$-преобразования [5,6]. Однако мы опишем иной способ вычисления $D_k$, который оказывается более простым при анализе многоподрешеточных магнетиков и понадобится нам в дальнейшем.

Добавим в гамильтониан слагаемое, соответствующее энергии ферромагнетика во внешнем поле, $\Delta = -\mathbf{M}\cdot\mathbf{H}^{\rm ext}$. (Подчеркнем, что речь идет лишь о формальном приеме, упрощающем вычисления. Соответственно в конечных результатах $\mathbf{H}^{\rm ext}$ следует устремить к нулю.) Воспользуемся известной из термодинамики ФМ формулой для средней тепловой флуктуации магнитного момента [10]

$$\Delta M(T) = -\frac{1}{(2\pi)^2} \sum_i \int d\mathbf{k}\, \frac{\partial \varepsilon_i(k, H^{\rm ext})}{\partial H^{\rm ext}} \left[\exp\left(\varepsilon_i(k)/T\right) - 1\right]^{-1} \tag{7}$$

(для многоподрешеточных магнетиков суммирование проводится по всем ветвям спиновых волн). Сравнивая формулы (7) и (23) из статьи [6], легко заметить, что коэффициент $D_k$ определяется легко вычисляемой величиной $\partial\varepsilon_i(k, H^{\rm ext})/\partial H^{\rm ext}$. Этот прием оказывается весьма продуктивным в более сложном случае многоподрешеточных магнетиков, где альтернативный расчет коэффициентов обобщенного $u$–$v$-преобразования Боголюбова очень громоздок [11].

Таким образом, для данного круга задач феноменологический подход может быть признан вполне адекватным микроскопическому. В более сложных двухподрешеточных моделях применение феноменологического приближения становится необходимым. Расчет $\Delta M(T)$ по формуле (7) может быть проведен аналитически только с логарифмической точностью по малому параметру $M_0\, H_{\rm dip}/A$. В этом приближении точное значение коэффициента при $\sqrt{ka}$ несущественно, поскольку рассчитанные в рамках феноменологического подхода результаты буквально совпадают с полученными ранее в [5,6].

## 2. Роль диполь-дипольного взаимодействия при установлении дальнего магнитного порядка в двумерных легкоплоскостных антиферромагнетиках

Для описания АФМ удобно ввести нормированные векторы намагниченности $\mathbf{m}$ и антиферромагнетизма $\mathbf{l}$:

$$\mathbf{m} = \frac{\mathbf{S_n} + \mathbf{S_{n+a}}}{2S}, \quad \mathbf{l} = \frac{\mathbf{S_n} - \mathbf{S_{n+a}}}{2S},$$

где вектор трансляций $\mathbf{n}$ определяет спины только одной из подрешеток; $\mathbf{a}$ — набор минимальных трансляционных векторов между атомами первой и второй подрешеток. Векторы $\mathbf{m}$ и $\mathbf{l}$ удовлетворяют условиям $\mathbf{m}\cdot\mathbf{l} = 0$, $m^2 + l^2 = 1$. В континуальном приближении эти векторы зависят от непрерывной пространственной переменной, а полная намагниченность АФМ определяется формулой $\mathbf{M} = 2M_0\,\mathbf{m}$, где $M_0$ — намагниченность одной подрешетки.

Основную сложность при описании АФМ (по сравнению с ФМ) создает наличие двух подрешеток. При квазиклассическом подходе приходится рассматривать уравнения для двух динамических векторов $\mathbf{S}_n$, $\mathbf{S}_{n+a}$ или $\mathbf{m}$, $\mathbf{l}$. В стандартной технике введения операторов магнонов приходится использовать обобщенное $u$–$v$-преобразование, содержащее четыре оператора. Многих трудностей удается избежать благодаря переходу к $\sigma$-модели для вектора $\mathbf{l}$ (см. обзоры [12]). Лагранжиан $\sigma$-модели для двумерного легкоплоскостного АФМ имеет вид $L = L_0 - W_d$, где $W_d$, как и раньше, имеет смысл дальнодействующей части энергии диполь-дипольного взаимодействия; $L_0$ — стандартный лоренц-инвариантный лагранжиан,

$$L_0 = \int dxdy \left\{ A \left[ \frac{1}{c^2} \left( \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} \right)^2 - (\nabla \mathbf{l})^2 \right] - K l_z^2 \right\} .$$

В этой формуле $xy$ — плоскость пленки, совпадающая с легкой плоскостью АФМ; $c$ — скорость спиновых волн, $c^2 = 2g^2A/\chi$; $\chi$ — магнитная восприимчивость АФМ; константа легкоплоскостной анизотропии $K > 0$ перенормирована с учетом короткодействующей части диполь-дипольного взаимодействия. В рамках σ-модели намагниченность $\mathbf{M}$ в АФМ не является независимой динамической переменной и может быть выражена через $\mathbf{l}$ и его производные по времени:

$$\mathbf{M} = -\frac{\chi}{g}\left[ \mathbf{l} \times \frac{d\mathbf{l}}{dt} \right] + \chi\, [\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_D - \mathbf{l}\, ((\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_D)\cdot \mathbf{l})]. \tag{8}$$

Здесь $\mathbf{H}_0$ — внешнее магнитное поле; $\mathbf{H}_D$ — поле Дзялошинского, $H_D^i = D_{ik}\, l_k$ ; $g = 2\mu_0/\hbar$ — гиромагнитное отношение; вид тензора $D_{ik}$ определяется магнитной симметрией кристалла.

Формула (8) записана с учетом общего вида энергии Дзялошинского—Мория, которая выбирается в следующей форме:

$$W_D = -M_0 \int dxdy D_{ik}\, M_i\, l_k\, . \tag{9}$$

Перейдем к углам, характеризующим направление вектора $\mathbf{l}$: $l_z = \cos\theta$, $l_x + il_y = \sin\theta \exp(i\varphi)$. Полагая в основном состоянии $\theta = \pi/2$, $\varphi = 0$, мы можем ввести полевые переменные $\vartheta$ и $\varphi$, где $\vartheta = \pi/2 - \theta$, $\vartheta << 1$, $\varphi << 1$. Для анализа тепловых флуктуаций момента в приближении невзаимодействующих спиновых волн введем канонические полевые пары: $(\vartheta, \varphi)$ и сопряженные полевые импульсы $(P_\vartheta\, , P_\varphi)$ соответственно. Из лагранжиана $L_0$ с учетом только квадратичных слагаемых легко получить

$$P_\vartheta = (2A/c^2)\, \partial\vartheta/\partial t\ , \quad P_\varphi = (2A/c^2)\, \partial\varphi/\partial t\ . \tag{10}$$

С помощью этих формул можно определить гамильтониан $H_0$ , соответствующий лагранжиану $L_0$ . Малый добавочный член $H_d$ в полном гамильтониане спиновых волн, $H = H_0 + H_d$ , обусловлен диполь-дипольным взаимодействием и равен энергии $W_d$ , выраженной через канонические переменные (10) [14].

Рассмотрим вначале спектр спиновых волн и расчет среднеквадратичных флуктуаций вектора антиферромагнетизма без учета $W_d$ . Произведя двумерное преобразование Фурье по волновому вектору $\mathbf{k} = (k_x\, , k_y)$

$$(\vartheta, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_{\mathbf{k}} (Q_{\mathbf{k}}\, , q_{\mathbf{k}})\, e^{i\mathbf{kr}}\, ,$$

$$(P_\vartheta\, , P_\varphi) = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_{\mathbf{k}} (P_{\mathbf{k}}\, , p_{\mathbf{k}})\, e^{i\mathbf{kr}}\, ,$$

получим гамильтониан $H_0$ в канонической форме:

$$H_0 = \sum_{\mathbf{k}} \frac{c^2}{2A} (P_{\mathbf{k}}\, P_{-\mathbf{k}} + p_{\mathbf{k}}\, p_{-\mathbf{k}}) + \\ + \sum_{\mathbf{k}} \frac{A}{c^2} (\Omega_{\mathbf{k}}^2 Q_{\mathbf{k}}\, Q_{-\mathbf{k}} + \omega_{\mathbf{k}}^2 q_{\mathbf{k}}\, q_{-\mathbf{k}})\, . \tag{11}$$

Здесь $V$ — объем системы; $\Omega_k = c\,\sqrt{k^2 + K/A}$ и $\omega_k = c\,|k|$ — частоты двух ветвей спиновых волн, причем первая соответствует колебаниям $\mathbf{l}$, перпендикулярным плоскости пленки, а вторая — колебаниям $\mathbf{l}$ в плоскости пленки. Поскольку гамильтониан записан в канонической форме, легко найти средние флуктуации полевых переменных $\vartheta$ и $\varphi$. Для этого воспользуемся стандартными формулами усреднения для бозе-операторов:

$$\begin{aligned} \langle q_1\, q_2 \rangle &= \hbar c^2 n_1\, \delta(1+2)/2A\omega_1\, , \\ \langle Q_1\, Q_2 \rangle &= \hbar c^2 N_1\, \delta(1+2)/2A\Omega_1\, , \\ \langle p_1\, p_2 \rangle &= 2A\hbar n_1\, \delta(1+2)\, \omega_1/c^2\, , \\ \langle P_1\, P_2 \rangle &= 2A\hbar N_1\, \delta(1+2)\, \Omega_1/c^2\, . \end{aligned} \tag{12}$$

Здесь $N_1$ , $n_1$ — функции бозе-распределения для первой и второй ветвей магнонов, соответственно $1 \equiv \mathbf{k}_1$ , остальные средние, очевидно, равны нулю. Переходя от суммирования по $\mathbf{k}$ к интегрированию, легко получить, что флуктуация $\vartheta$ конечна при конечных температурах: $\langle(\Delta\vartheta)^2\rangle = (T/A)\ln(T/\hbar\Omega_0)$, где $\hbar\Omega_0$ — энергия активации. В то же время для безактивационной ветви колебаний соответствующий интеграл логарифмически расходится при $k \to 0$. Поскольку $\langle(\varphi)^2\rangle$ определяет тепловые флуктуации намагниченности в легкой плоскости, расходимость этой величины свидетельствует об отсутствии дальнего порядка при конечных температурах. Однако ситуация коренным образом изменится, если учесть энергию диполь-дипольного взаимодействия $W_d$ .

Гамильтониан $H_d$, выраженный через канонические операторы, имеет гораздо более громоздкий вид, чем $H_0$. В нем содержатся, вообще говоря, практически все билинейные комбинации переменных $Q_k$, $q_k$, $P_k$ и $p_k$. Но, поскольку нас интересует только возможный сингулярный вклад этого слагаемого при $k \to 0$, выражение для $H_d$ можно существенно упростить.

Прежде всего при расчете $H_d$ можно учитывать только переменные $q$, $p$, так как частота магнонов ветви с $P$, $Q$ конечна при $k \to 0$ и не дает вклада в расходимость. Во-вторых, можно не записывать динамический вклад в намагниченность, так как он заведомо содержит частоту магнонов и мал при $k \to 0$. После этого ясно, что представляют интерес только слагаемые пропорциональные $q_k$.

Запишем $\mathbf{l} = \mathbf{l}_0 + \delta\mathbf{l}$, $\mathbf{m} = \mathbf{m}_0 + \delta\mathbf{m}$, где $\mathbf{l}_0$, $\mathbf{m}_0$ — равновесные значения векторов $\mathbf{l}$ и $\mathbf{m}$, $\delta\mathbf{l}$ и $\delta\mathbf{m}$ описывают их колебания в волне. Легко убедиться, что линейная по $\psi$ часть $\delta\mathbf{l}$ может быть представлена в виде $\delta\mathbf{l} \propto (\mathbf{e}_z \times \mathbf{l}_0)\psi$. Из соотношений $\mathbf{lm} = 0$, $\mathbf{l}^2 + \mathbf{m}^2 = 1$ в линейном приближении по $\psi$, $\delta\mathbf{m}$, $\delta\mathbf{l}$ легко получить, что $\delta\mathbf{m} = - \mathbf{l}_0 (\mathbf{m}_0 , [\mathbf{e}_z \times \mathbf{l}_0])\psi$. Используя выражение для $\mathbf{m}$ (8) в статическом пределе, представим компоненту намагниченности в плоскости пленки в следующем виде:

$$\delta\mathbf{M} = 2M_0 \cdot \delta\mathbf{m} = - \mathbf{l}_0 \left((\mathbf{H} + \mathbf{H}_D), [\mathbf{e}_z \times \mathbf{l}_0]\right) \chi\psi .$$

Отсюда для сингулярной части дипольной энергии получается простое универсальное выражение

$$H_d = \frac{\pi a H_{D_0}^2 \chi^2}{4} \sum_k q_k \, q_{-k} \, a|k| \cos^2 \varphi_0 .$$

Здесь $\cos \varphi_0 = (\mathbf{k}\mathbf{l}_0)/|k|$ и обозначено

$$H_{D_0} = \Big((\mathbf{H} + \mathbf{H}_D), [\mathbf{e}_z , \mathbf{l}_0]\Big). \qquad (13)$$

Введенная здесь величина $H_{D_0}$ играет основную роль в модификации дисперсионного соотношения безактивационной ветви спиновых волн. Если $H_{D_0} \neq 0$, то возникает корневая модификация такого же типа, как в ФМ и, следовательно, стабилизация дальнего магнитного порядка. Этот член появляется в гамильтониане дальнодействующей части диполь-дипольного взаимодействия только в том случае, если намагниченность $\mathbf{M}$ имеет компоненту, параллельную плоскости пленки. Как видно из формулы (13), при выборе направления внешнего поля $\mathbf{H}$ перпендикулярно пленке, т.е. таким образом, чтобы изотропия легкой плоскости не была нарушена, нужный вклад в $\mathbf{M}$ может дать только взаимодействие Дзялошинского—Мория.

Начнем с анализа наиболее стандартной формы взаимодействия Дзялошинского—Мория с антисимметричным тензором $D_{ik}$,

$$D_{ik} = \varepsilon_{ikj} \, H_D^{(j)} ,$$

направление вектора $\mathbf{H}_D$ мы пока не фиксируем. Как известно, такое взаимодействие имеет обменно-релятивистское происхождение [15], $H_D = \sqrt{H_K H_e}$ ($H_K$, $H_e$ — поля анизотропии и обмена) и не разрушает лоренц-инвариантности σ-модели. Простой расчет дает, что в этом случае параметр $H_{D_0} = -(\mathbf{e}_z \, \mathbf{H}_D)$, т.е. $H_{D_0} \neq 0$ только в том случае, когда избранная ось взаимодействия Дзялошинского—Мория перпендикулярна плоскости двумерного магнетика. Это как раз отвечает ситуации, когда взаимодействие Дзялошинского—Мория не разрушает точную легкоплоскостную анизотропию и непрерывное вырождение основного состояния магнетика. В этом случае стабилизация дальнего порядка может возникать только за счет корневой модификации закона дисперсии нижней ветви магнонов.

Таким образом, мы приходим к выводу, что для анализа стабилизации дальнего магнитного порядка в двумерных легкоплоскостных АФМ необходимо учитывать как дальнодействующую часть магнитного диполь-дипольного взаимодействия, так и взаимодействие Дзялошинского—Мория с инвариантом вида $(m_x \, l_y - m_y \, l_x)$. Закон дисперсии верхней ветви $\Omega_k$ изменяется при этом незначительно. Энергия нижней ветви в основном приближении по малым параметрам $\chi$ и $ak$ принимает вид

$$\hbar \, \omega_k = \hbar \, c \left( k^2 + \frac{\pi \, a \, \chi^2 H_D^2}{4A} \, a \, |k| \cos^2 \varphi_0 \right)^{1/2} . \qquad (14)$$

Таким образом, при малых $k$ этот закон дисперсии испытывает корневую модификацию, $\omega_k \approx c \sqrt{|k| \cdot k^*}$, и остается линейным, $\omega_k \approx c|k|$, при $k >> k^*$, где

$$k^* = \frac{\chi^2 H_D^2 a}{4A} \, \pi \cos^2 \varphi_0 .$$

Отметим, что эти результаты согласуются с полученными ранее для ФМ [5], но величина $k^*$ в АФМ существенно меньше аналогичного параметра в ФМ.

Оценим величину $\langle (\Delta\varphi)^2 \rangle$, которая при корневой модификации закона дисперсии уже не расходится. Для этого воспользуемся методом, предложенным в разд. 1 при аналогичном расчете для двумерного ФМ. Формально добавим в гамильтониан АФМ слагаемое $\Delta = - l_x \cdot M_0 H_l^{\mathrm{ext}}$. В отличие от ферромагнетика, в антиферромагнетике этот член в гамильтониане не имеет физического смысла энергии во внешнем магнитном поле. Закон дисперсии спиновых волн (14) модифицируется следующим образом:

$$\hbar \omega_k \to \hbar c \left( k^2 + \frac{H^{\mathrm{ext}}}{2A} + \frac{\pi a \chi^2 H_D^2}{4A} a |k| \cos^2 \varphi_0 \right)^{1/2}$$

(аналогично изменяется и закон дисперсии верхней ветви). Поскольку равновесное направление вектора антиферромагнетизма было выбрано нами в плоскости пленки вдоль оси $x$, средняя флуктуация $\mathbf{l}$ может быть выражена через средние флуктуации полевых переменных $\langle \Delta l_x \rangle = -1/2 \langle (\Delta\varphi)^2 \rangle - 1/2 \langle (\Delta\vartheta)^2 \rangle$. С другой стороны, мы можем записать для $\langle \Delta l_x \rangle$ выражение

$$\langle \Delta l_x \rangle =$$

$$= - \frac{1}{(2\pi)^2} \int d\mathbf{k} \, \frac{\hbar}{2M_0} \left( \frac{\partial \omega_k(H^{\mathrm{ext}})}{\partial H^{\mathrm{ext}}} n_k + \frac{\partial \Omega_k(H^{\mathrm{ext}})}{\partial H^{\mathrm{ext}}} N_k \right),$$

где первое слагаемое соответствует флуктуации $\langle (\Delta\varphi)^2 \rangle$, второе — флуктуации $\langle (\Delta\vartheta)^2 \rangle$. Поскольку $(\partial \omega_k / \partial H_l^{\mathrm{ext}}) \propto 1/\omega_k$, мы снова приходим к формуле, следующей из (12).

С учетом (14) при $T >> (\hbar c)\chi^2 H_D^2 a^2/4A$ получаем

$$\langle (\Delta\varphi)^2 \rangle \approx \frac{2T}{A} \ln \left( \frac{TA}{\pi a^2 \hbar c \chi^2 H_D^2} \right).$$

Отсюда легко оценить температуру разрушения дальнего магнитного порядка $T_C$, считая качественно, что $\langle (\Delta\varphi)^2 \rangle \propto 1$ при $T = T_C$ [5,6]: $T_C \approx A \ln^{-1} (A^2/\pi \hbar a^2 c \chi^2 H_D^2)$. Эта температура при том же значении обменного интеграла гораздо ниже соответствующего параметра в ФМ, ее оценка для $\mathrm{MnSt}_2$ дает результат, хорошо согласующийся с экспериментальными данными ($T_C \approx 0{,}5$ К [9]).

В заключение раздела об антиферромагнетике обсудим влияние общего случая взаимодействия Дзялошинского—Мория, которое приводит к появлению в энергии магнетика слагаемого $W_D$, линейного по намагниченности [15], $W_D = D_{ik} M_i l_k$, где тензор $D_{ik} = D_{ik}(\mathbf{l})$ определяется магнитной кристаллической симметрией магнетика. Если рассматривать только такой вид тензора $D_{ik}$, при котором не разрушается непрерывное вырождение основного состояния (т.е. изотропия легкой плоскости, отвечающая симметрии $C_\infty$), то можно показать, что проанализированный выше случай $W_D = H_D (M_x l_y - M_y l_x)$ является единственным, в котором в чистом виде появляется стабилизация дальнего порядка за счет неаналитичности (корневой модификации) закона дисперсии. Действительно, данному условию удовлетворяет тензор $D_{ik}$, включающий только три различные компоненты:

$$D_{ik} \propto \begin{pmatrix} D_2 & -D_1 & 0 \\ D_1 & D_2 & 0 \\ 0 & 0 & D_3 \end{pmatrix},$$

причем $D_1$, $D_2$, $D_3$ не зависят от $\mathbf{l}$.

Соответствующие слагаемые в энергии можно записать в виде суммы двух инвариантов: $W_D = I_1 + I_2$, $I_1 = D_1(M_y l_x - M_x l_y)$, $I_2 = D_2(M_x l_x + M_y l_y) + D_3 M_z l_z$. Первый из них был рассмотрен в этом разделе. Второй может существовать только для двухподрешеточных АФМ с неэквивалентными подрешетками. Такими магнетиками являются, например, ферриты в точке компенсации или так называемые продольные слабые ферромагнетики [15], в которых спины атомов различных подрешеток равны, но их кристаллические окружения неэквивалентны. Строго говоря, даже при точном равенстве намагниченностей подрешеток $|M_1| = |M_2|$ эти магнетики не являются АФМ, так как в их кристаллической группе симметрии отсутствует нечетный (см. [15]) элемент, переставляющий подрешетки. Для чисто легкоплоскостной модели единственной осью симметрии является ось $C_\infty$, которая, по определению, не может быть нечетной. Тогда получается, что при наличии какого-либо другого нечетного элемента симметрии выражение $L_z M_z$ изменяет знак и не является инвариантом. Учет других инвариантов во взаимодействии Дзялошинского—Мория, которые появляются для «истинных» АФМ с нечетной главной осью, представляет собой достаточно сложную задачу. Во-первых, учет таких инвариантов разрушает исходную лоренц-инвариантность лагранжиана σ-модели $L_0$. Во-вторых, при последовательном исключении $\mathbf{M}$ и переходе к σ-модели эти инварианты дают анизотропию в базисной плоскости с константой порядка $D^2/\delta$ (см. подробнее обсуждение этих вопросов в [12,16]). Реальный анализ АФМ должен проводиться с учетом этих двух факторов. Простой расчет показывает, что для некоторых классов магнетиков константа $H_{D_0}$ в (13) отлична от нуля и в частоте возникает неаналитическое слагаемое типа $H^2_{D_0}\,|k|\cos^2\varphi_0$. Например, это справедливо для АФМ с симметрией $4^{(-)}_z 2^{(-)}_x 2^{(+)}_{xy}$ (такую симметрию имеют $MnF_2$, $CoF_2$ и другие магнетики). В этом случае $W_D = D(M_x\, l_y + M_y\, l_x)$, а константа $H_{D_0}$ может быть записана в виде

$$H_{D_0} = D(\mathbf{l}_0\,,\,(\mathbf{e}_x - \mathbf{e}_y))\ .$$

Таким образом, величина $H_{D_0}$ зависит от характера основного состояния: $H_{D_0} = 0$ при ориентации $\mathbf{l}$ вдоль нечетных осей $\mathbf{e}_x$, $\mathbf{e}_y$ и $H_{D_0} = \pm D\sqrt{2}$ и отлична от нуля при $\mathbf{l}$, ориентированном вдоль диагонали квадрата. Такая же закономерность характерна и для других АФМ с $D_{ik} \neq \varepsilon_{ikj}\, H^j_D$: константа $H_{D_0}$ зависит от ориентации вектора $\mathbf{l}$ в легкой плоскости.

Понижение симметрии (как кристаллической, так и динамической, последнее проявляется в разрушении лоренц-инвариантности) усложняет расчет $\Delta l_x$. Лоренц-инвариантность разрушается за счет появления в лагранжиане слагаемых линейных по $\partial\theta/\partial t$, $\partial\varphi/\partial t$, типа $\Delta_1(\theta,\varphi)(\partial\theta/\partial t) + + \Delta_2(\theta,\varphi)(\partial\varphi/\partial t)$ (см. таблицу в [16]). С учетом этих инвариантов существенно усложняется переход к каноническим переменным и простые формулы (11), (12) уже несправедливы. Однако это не сильно усложняет расчет $\Delta l_x$ при использовании описанного выше приема с введением $H^{\text{ext}}_l$.

Можно показать, что основным фактором в этих случаях является анизотропия в базисной плоскости, неминуемо возникающая для АФМ с $D_{ik} \neq \varepsilon_{ikj}\, H_{Dj}$. Она приводит к появлению активации в спектре нижней ветви и отклонению закона дисперсии от линейного при значениях $k < k^A_*$, где величина $(ak^A_*) \propto (agH_{D_0}/c) \propto \propto (ak_*)^{1/2} >> (ak_*)$. Отсюда следует, что учет магнитодипольного взаимодействия для таких АФМ несуществен. Основным источником существования дальнего магнитного порядка в них является то, что с учетом анизотропии в базисной плоскости вырождение основного состояния может быть только дискретным.

Таким образом, для «чистых» АФМ с эквивалентными подрешетками нетривиальным является только рассматриваемый здесь случай, когда энергия Дзялошинского—Мория имеет простейший вид $D(M_x\, l_y - M_y\, l_x)$.

### 3. Магнетики с неэквивалентными подрешетками. Двумерный феррит вблизи точки компенсации

Особенности магнетика с двумя неэквивалентными подрешетками рассмотрим на основе модели двухподрешеточной легкоплоскостной ферритовой пленки, состояние которой определяется двумя векторами намагниченности подрешеток, $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$. Для определенности выберем $\Delta M = M_1 - M_2 > 0$. Если величины $M_1$ и $M_2$ существенно отличаются, то динамика такого магнетика полностью эквивалентна динамике ферромагнетика и описывается уравнением Ландау—Лифшица для суммарной намагниченности $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$. Если же $|M_1| \approx |M_2|$, то она может быть описана на основе модифицированной $\sigma$-модели [17,18]. Нормированный вектор антиферромагнетизма определим стандартным образом:

$$\mathbf{l} = \frac{\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2}{|\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2|} \quad \text{при} \quad |M_1| \approx |M_2|\ .$$

Как и для АФМ, намагниченность $\mathbf{M} = = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$ является зависимой переменной, которую можно выразить через вектор антиферромагнетизма $\mathbf{l}$. В статическом случае

$$\mathbf{M} = \Delta M\mathbf{l} + (D_3 - D_2)(l_z^2\mathbf{l} - l_z\,\mathbf{e}_z)\ . \qquad (15)$$

Динамическое слагаемое имеет такой же вид, как для АФМ, и мы его не приводим. Здесь второе слагаемое обусловлено инвариантами $D_2(M_x\, l_x + M_y\, l_y)$ и $D_3\, M_z\, l_z$. Тот факт, что этот вклад пропорционален $(D_3 - D_2)$, очевиден, так как он не зависит от соотношения между $|M_1|$ и $|M_2|$, а при $|M_1| = |M_2|$, $\mathbf{Ml} = 0$ и при $D_3 = D_2$ эти два инварианта взаимно уничтожаются.

Подчеркнем, что в магнетике с неэквивалентными подрешетками не может быть других инвариантов, билинейных по $M_i$ и $M_k$. Появление слагаемых типа $W_D$ в чистых АФМ обусловлено существованием нечетных (по Турову, [15]) элементов кристаллической группы, которые отсутствуют в данном случае.

Как отмечалось ранее для двумерных легкоплоскостных антиферромагнетиков, корневая модификация закона дисперсии при учете магнитного диполь-дипольного взаимодействия происходит только при условии, что нединамическая часть намагниченности $\mathbf{M}$ в равновесном положении имеет составляющую, параллельную легкой плоскости. В АФМ соответствующая компонента $\mathbf{M}$ появляется как следствие взаимодействия Дзялошинского—Мория. Из формулы (15) видно, что в феррите эта составляющая равна $\Delta M\mathbf{l}$, а значит, ее появление обеспечивается нетождественностью подрешеток. Слагаемое с $(D_3 - D_2)$ «устроено» так, что дает ненулевую намагниченность, только когда $\mathbf{l}$ составляет с легкой плоскостью угол отличный от 0 или 90°.

Лагранжиан системы, записанный в терминах полевых переменных $\vartheta$ и $\varphi$, имеет вид

$$L = \int dxdy \left\{ \frac{a}{g} \left[ \frac{\Delta M}{2} (1 - \sin\vartheta) + \chi (D_2 - D_3) \sin\vartheta \cos^2\vartheta \right] \frac{\partial\varphi}{\partial t} - A\,[(\nabla\vartheta)^2 + \cos^2\vartheta(\nabla\varphi)^2] + \right.$$

$$\left. + \frac{A}{c^2} \left[ \left(\frac{\partial\vartheta}{\partial t}\right)^2 + \cos^2\vartheta \left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)^2 \right] - K \sin^2\vartheta - W_d \right\},$$

где постоянные неоднородного обмена и анизотропии $A$ и $K$ определяются так же, как в АФМ; $c$ — скорость спиновых волн в феррите. Кроме слагаемого стандартного для лоренц-инвариантных моделей, в этом лагранжиане присутствуют члены, линейные по $\partial\varphi/\partial t$. Их появление обусловлено как различием между $|M_1|$ и $|M_2|$ («ферромагнитное» слагаемое, [17]), так и инвариантом с $D_2$, $D_3$ [18]. При учете диполь-дипольного взаимодействия в гамильтониан задачи добавляется слагаемое

$$H_d = a(M_1 - M_2)^2 \sum_k \psi_k\, \psi_{-k}\, a\, |k| \sin^2\varphi_0 .$$

Как и для статической намагниченности, инвариант с $(D_3 - D_2)$ не дает вклада в квадратичный лагранжиан для легкоплоскостного магнетика. Поэтому при вычислении спектра спиновых волн его учет несуществен. Что касается «ферромагнитного» слагаемого, то оно является основным для всех значений $\Delta M$, кроме весьма малых ($\Delta M < (H_K/H_e)^{1/2} \cong 10^{-2}$, $H_e$ — обменное поле) (см. оценки в [17]).

Частоты двух ветвей магнонов определяются уравнением

$$[\Omega_0^2(k) - \omega^2]\,[\omega_0^2(k) - \omega^2] = \omega^2 (g\Delta M/\chi)^2 ,$$

где $\Omega_0(k)$, $\omega_0(k)$ — частоты в «антиферромагнитном» пределе $\Delta M = 0$. С учетом вклада дальнодействующей части диполь-дипольного взаимодействия и фиктивного поля $H_l^{\mathrm{ext}}$ они определяются выражениями

$$\Omega_0(k) = c \left[ k^2 + K/A + \tfrac{1}{2} H_l^{\mathrm{ext}} \right]^{1/2} ;$$

$$\omega_0(k) = c \left[ k^2 + \pi(\Delta M)^2 |k| \sin^2\varphi_0 / A + \tfrac{1}{2} H_l^{\mathrm{ext}} \right]^{1/2} ,$$

где $\sin^2\varphi_0 = [k^2 - (\mathbf{kl})^2]/k^2$. Если же $\Delta M \neq 0$, то формулы для частот магнонов $\omega_1(k)$ и $\omega_2(k)$ становятся более громоздкими. «Ферромагнитому» пределу отвечает неравенство $\Delta M >> \sqrt{\chi K}$, в этом случае частота нижней ветви $\omega_{1(k)} \cong$ $\cong (\chi/g\Delta M)\, \omega_0(k)\Omega_0(k)$ и при $H_l^{\mathrm{ext}} = 0$ характеризуется корневым законом дисперсии. В этом пределе частота верхней ветви $\omega_2(k)$ имеет очень большую активацию (порядка обменного интеграла) и может не обсуждаться. Итак, специфическое поведение, связанное с наличием двух подрешеток, присуще только узкой области значений $\Delta M$, при

$$|M_1 - M_2| \le \sqrt{\chi K} \cong 10^{-2}\text{–}10^{-3} .$$

В этой области стандартная процедура выделения канонических переменных является весьма громоздкой, но использование приема с введением $H_l^{\mathrm{ext}}$ позволяет получить общую формулу для вклада обеих ветвей магнонов в флуктуацию $\langle \Delta l \rangle$. Дифференцируя $\omega_{1,2}$ по $H_l^{\mathrm{ext}}$ и учитывая, что $(\partial\omega_0/\partial H_l^{\mathrm{ext}}) \propto 1/\omega_0$, $(\partial\Omega_0/\partial H_l^{\mathrm{ext}}) \propto 1/\Omega_0$, легко записать

$$\langle \Delta l \rangle = \frac{\hbar c^2}{4A} \sum_k \left\{ \left[ 1 - \frac{(g\Delta M/\chi)^2}{F} \right] N(\omega_1)\, \frac{1}{\omega_1} + \right.$$

$$\left. + \left[ 1 + \frac{(g\Delta M/\chi)^2}{F} \right] N(\omega_2)\, \frac{1}{\omega_2} \right\},$$

где $\omega_1$, $\omega_2$ — частоты магнонов, $\omega_1 < \omega_2$; $F^2 = [\Omega_0^2(k) + \omega_0^2(k) + (g\Delta M/\chi)^2]^2 - 4\Omega_0^2(k)\omega_0^2(k)$; $N(\omega)$ — число заполнения магнонов двух ветвей. Заметим, что два вклада уже не имеют простой интерпретации вкладов переменных $\langle(\Delta\varphi)^2\rangle$ и $\langle(\Delta\vartheta)^2\rangle$. При малых $k$ значение $\omega_0 << \Omega_0$ и формула для $F$ упрощается ($F = (g\Delta M/\chi)^2 + c^2 K/A$).

Таким образом, и в этом случае коэффициенты при $N(\omega_{1,2})$ содержат только стандартную особенность $(1/\omega_{1,2})$ при $\omega_{1,2} \to 0$. Ясно, что основной вклад в $\langle \Delta l \rangle$ обусловлен первым слагаемым, связанным с безактивационной модой, частота которой может быть записана в виде

$$\omega_1^2(k) = \frac{2K\chi\omega_0^2(k)}{2K\chi + (\Delta M)^2} .$$

В главном приближении по $k$ это слагаемое можно представить таким же интегралом, как и для АФМ, но с дополнительным множителем

$$\langle \Delta l \rangle = \frac{T}{A} \frac{2K\chi}{2K\chi + (\Delta M)^2} \ln \left| \frac{\chi T\, [2K\chi + (\Delta M)^2]^{1/2}}{g\hbar (2K\chi)^{1/2} (\Delta M)^2} \right| . \quad (16)$$

Таким образом, тепловые флуктуации вектора **l** увеличиваются при уменьшении $\Delta M$, что обусловлено влиянием как предлогарифмического множителя, так и логарифма. При $\Delta M \to 0$ за счет расходимости логарифма $\langle \Delta l \rangle \to \infty$, т. е. происходит разрушение дальнего порядка. Это понятно, так как при $\Delta M \to 0$ дипольное взаимодействие «не работает».

Уместно отметить, что в реальных ферритах с неэквивалентными атомами в подрешетках из-за различия $g$-факторов оказывается, что точки компенсации механического момента $\Delta I = I_1 - I_2 = = (M_1/g_1) - (M_2/g_2)$ и магнитного момента $\Delta M$ не совпадают. В этом случае формула (16) должна быть модифицирована следующим образом: везде, кроме знаменателя аргумента логарифма, надо заменить $\Delta M$ на $\bar{g}(\Delta I)$, где $\bar{g} = (g_1 + g_2)/2$ (см. [18]). В этом случае зависимость $\langle \Delta l \rangle$ от $\Delta M$ может оказаться немонотонной. Минимальное значение $\langle \Delta l \rangle$ существует между точками компенсации магнитного и механического моментов.

Мы благодарны В. Г. Барьяхтару и Вл. Камберскому за обсуждение работы.

Работа частично поддержана грантами Украинского научно-технического центра № 300 и Фонда фундаментальных исследований Украины 2.4/27. Б. И. частично получил поддержку Соросовской программы поддержки образования в области точных наук, грант SPU 072025.

1. F. Bloch, *Z. Phys.* **61**, 206 (1930).
2. N. D. Mermin and H. Wagner, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 1133 (1966).
3. В. Л. Березинский, *ЖЭТФ* **61**, 1144 (1971).
4. J. M. Kosterlits and D. J. Thouless, *J. Phys.* **6**, 1181 (1973).
5. С. В. Малеев, *ЖЭТФ* **70**, 2374 (1976).
6. P. Bruno, *Phys. Rev.* **43**, 6015 (1991).
7. Y. Yafet, J. Kwo and E. M. Jyorgy, *Phys. Rev.* **B33**, 6519 (1986).
8. R. P. Ericson and D. L. Mills, *Phys. Rev.* **B46**, 861 (1992).
9. M. Pomerants, *Surf. Science* **142**, 556 (1984).
10. А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, *Спиновые волны*, Наука, Москва (1967).
11. V. N. Krivoruchko and D. A. Yablonskii, *Phys. Status Solidi* **B104**, K41 (1981).
12. Б. А. Иванов, А. К. Колежук, *ФНТ* **21**, 355 (1995); H. J. Mikeska and M. Steiner, *Adv. Phys.* **40**, 191 (1991); А. Ф. Андреев, В. И. Марченко, *УФН* **130**, 39 (1980).
13. А. С. Ковалев, А. М. Косевич, И. В. Манжос, К. В. Маслов, *Письма в ЖЭТФ* **44**, 174 (1986).
14. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Механика*, Наука, Москва (1988).
15. Е. А. Туров, *Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов*, Изд-во АН СССР, Москва (1963).
16. Е. В. Гомонай, Б. А. Иванов, В. А. Львов, Г. К. Оксюк, *ЖЭТФ* **97**, 307 (1990).
17. Б. А. Иванов, А. Л. Сукстанский, *ЖЭТФ* **84**, 371 (1983).
18. А. А. Жмудский, Б. А. Иванов, Г. К. Оксюк, А. Л. Сукстанский, *ФНТ* **16**, 1433 (1990).
19. B. A. Ivanov and E. V. Tartakovskaya, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 386 (1996).

## On the existence of long range magnetic order in two-dimensional easy-plane magnets

B. A. Ivanov and E. V. Tartakovskaya

On the basis of the consistent phenomenological approach it is shown that the true long range magnetic order may exists in two-dimensional easy-plane sublattices and ferrits close to the compensation point. The effect arises owing to the long range part of dipole forces. That result was previously received by Maleev [5] for ferromagnets and was associated with the possible non-validity of Mermin-Wagner theorem for interactions decreasing as $1/R^3$ or more slowly. It is found, that in the case of magnets with absolutely identical sublattices (AFM) the effect exists only due to some kinds of Dzyaloshinsky-Moriya interaction. In particular, it takes place for AFM with the even (by Turov) main axis and is absent in the opposite case. For magnets with non-identical sublattices, the effect may exist only in ferrits, i.e., if the sublattices are uncompensated in the exchange approximation. At the magnetic moment compensation point the effect of long range order stabilization vanishes. If this point does not coincide with that of the spin moment impulse, the fluctuations intensity has a nonmonotonic temperature dependence. The estimations of phase transition temperature observed are compared with experimental data.