Ученые записки Таврического национального университета имени В. И. Вернадского
Серия «Физика». Том 14 (53). 2001 г. №1. С. 24-31

**УДК 537.612**

***Фридман Ю.А., Клевец Ф.Н., Спирин Д.В.***

# ВЛИЯНИЕ АНИЗОТРОПИИ ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ НА ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ПО ТЕМПЕРАТУРЕ В ДВУМЕРНОМ ФЕРРОМАГНЕТИКЕ

## ВВЕДЕНИЕ

Тонкие магнитные пленки, толщиной в несколько атомных слоев, обладают рядом весьма интересных свойств [1]. Так, в последние десять лет интенсивно исследуются фазовые переходы (ФП) по температуре в пленках Fe/Cu(100), Fe/Ag(100), Gd/W(110) и многих других. В этих системах наблюдается переориентация вектора намагниченности из положения перпендикулярного плоскости пленки, в плоскость пленки. В экспериментах удалось получить практически двумерные системы: пленки толщиной в несколько атомных слоев. Интересной особенностью таких ФП является то, что «переключение» вектора намагниченности является обратимым, и сопровождается потерей намагниченности в температурном интервале 20-30° К. Кроме того, сама температура ФП зависит от толщины пленки: с увеличением толщины пленки температура растет, а температурный интервал существования угловой фазы уменьшается, и в трехмерном образце обращается в ноль [1,10].

Объяснению этого эффекта посвящено много работ [1-3,4-10]. Так, например, в [1,4-6] предполагается, что ФП является результатом конкуренции магнитодипольного взаимодействия и одноосной одноионной анизотропии (ОА). В [9,10] было показано, что учет магнитоупругого (МУ) взаимодействия и ОА, зависящей от температуры, также приводит к описанному выше эффекту. Осуществляется ФП I рода из фазы с перпендикулярной намагниченностью в легкоплоскостную фазу; при этом существует интервал температур $\Delta T$, в котором реализуется угловая фаза. Ширина этого интервала определяется упругими и МУ параметрами. Кроме того в [10], было показано, что в ферромагнетике с объемной деформацией «переключение» осуществляется скачком при некоторой температуре $T_0$, а интервал $\Delta T$ равен нулю. Однако, в работах [9,10], зависящая от $T$ константа ОА вблизи температуры перехода обращается в ноль. Поэтому, представляет интерес исследовать влияние анизотропии высших порядков на ФП по температуре в двумерном ферромагнетике, поскольку вблизи точки обращения в нуль параметра ОА при $\left(S^z\right)^2$ необходим учет следующих членов разложения энергии анизотропии.

В данной работе изучаются ФП по температуре в двумерном ферромагнетике с учетом МУ взаимодействия и анизотропии высших порядков. Опишем подробнее модель, рассматриваемую в данной работе. Прежде всего, отметим, что мы не рассматриваем фазовые переходы, обусловленные конкуренцией ОА и магнитодипольного взаимодействия. Конечно же магнитодипольное взаимодействие оказывает существенное влияние как на спектры элементарных возбуждений, так и на формирование фазовых состояний системы (например, может приводить к возникновению доменной структуры [1,7,8]). Энергию магнитодипольного взаимодействия можно представить в виде суммы двух слагаемых. Первое из них, обусловленное взаимодействием ближайших соседей дает положительную добавку к константе ОА, т.е. формирует анизотропию типа «легкая плоскость» [11,12]. Второе слагаемое («анизотропия формы»), как показано в [13-15] определяет направление волнового вектора, при котором взаимодействие упругой и магнитной подсистем становится максимальным.

В [9,10,16] отмечалась важная роль магнитоупругого взаимодействия в реализации ориентационных фазовых переходов в пленках толщиной в несколько атомных слоев. В связи с этим, чтобы четче выявить роль, рассматриваемых нами механизмов, ограничимся лишь частичным учетом магнитодипольного взаимодействия.

Кроме того, будем рассматривать истинно двумерные системы, а именно, пленки, не связанные с подложкой [17]. В этом случае эффектами поверхности (которые в квазидвумерных объектах играют важную роль) можно пренебречь, а также не учитывать влияние подложки. Также, будем считать, что деформации являются плоскими [18]. В этом случае компонента $u_z$ вектора смещения магнитного иона равна нулю, а компоненты $u_x$, $u_y$ зависят только от $x, y$.

Оператор ОА, в нашем случае, представим в следующем виде: $-\xi_1(T)\sum_n\left(S_n^z\right)^2-\xi_2(T)\sum_n\left[\left(S_n^x\right)^2+\left(S_n^y\right)^2\right]^2$, где предполагается, что при $T < T_0$ $\xi_1(T) > 0$ и $\xi_2(T) > 0$; а при $T > T_0$ $\xi_1(T) < 0$ и $\xi_2(T) > 0$. $T_0$ – температура при которой $\xi_1(T_0) = 0$.

Таким образом, гамильтониан рассматриваемой системы можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned}\mathrm{H} = &-\frac{1}{2}\sum_{n,n'}J(n-n')\vec{S}_n\vec{S}_{n'}-\xi_1(T)\sum_n\left(S_n^z\right)^2-\xi_2(T)\sum_n\left[\left(S_n^x\right)^2+\left(S_n^y\right)^2\right]^2+\\ &+\lambda\sum_n\left[u_{xx}\left(S_n^x\right)^2+u_{yy}\left(S_n^y\right)^2++u_{xy}\left(S_n^xS_n^y+S_n^yS_n^x\right)\right]+\\ &+\int dV\frac{E}{2\left(1-\sigma^2\right)}\left[u_{xx}^2+u_{yy}^2+2\sigma u_{xx}u_{yy}+2(1-\sigma)u_{xy}^2\right]\end{aligned} \qquad (1)$$

где $J(n-n')$ - константа обменного взаимодействия; $S_n^\alpha$ – спиновый оператор в узле $n$ ($\alpha$ = $x$, $y$, $z$); $\lambda$ – константа магнитоупругого взаимодействия; $u_{ij}$ -

компоненты тензора упругих деформаций; $E$ – модуль Юнга; $\sigma$ - коэффициент Пуассона.

В качестве плоскости пленки выбрана плоскость $XOY$. Будем считать, что спин магнитного иона $S = 1$.

## ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ЛЕГКООСНАЯ ФАЗА - УГЛОВАЯ ФАЗА

Рассмотрим случай, когда $T << T_0$. При этом в системе реализуется легкоосная фаза, т.е. намагниченность направлена перпендикулярно плоскости пленки. Найдем температуру перехода из легкоосной фазы.

Гамильтониан (1) можно переписать в несколько ином виде, учитывая, что $(S^x)^2 + (S^y)^2 + (S^z)^2 = S(S+1)$, получим:

$$\begin{aligned} \mathrm{H} = &-\frac{1}{2}\sum_{n,n'} J(n-n')\vec{S}_n\vec{S}_{n'} - \tilde{\xi}_1(T)\sum_n (S_n^z)^2 - \xi_2(T)\sum_n (S_n^z)^4 + \\ &+\lambda\sum_n \left[u_{xx}(S_n^x)^2 + u_{yy}(S_n^y)^2 + + u_{xy}(S_n^x S_n^y + S_n^y S_n^x)\right] + \\ &+\int dV \frac{E}{2(1-\sigma^2)}\left[u_{xx}^2 + u_{yy}^2 + 2\sigma u_{xx}u_{yy} + 2(1-\sigma)u_{xy}^2\right] \end{aligned} \qquad (2)$$

где $\tilde{\xi}_1(T) = \xi_1(T) - 4\xi_2(T)$.

Выделяя в гамильтониане (2) среднее поле и решая уравнение Шредингера с одноузельным гамильтонианом, найдем энергетические уровни магнитного иона:

$$\begin{aligned} &E_1^{(0)} = -\tilde{\xi}_1 + \xi_2 + \frac{\lambda}{2}\left(u_{xx}^{(0)} + u_{yy}^{(0)}\right) - \kappa;\ E_0^{(0)} = \lambda\left(u_{xx}^{(0)} + u_{yy}^{(0)}\right); \\ &E_{-1}^{(0)} = -\tilde{\xi}_1 + \xi_2 + \frac{\lambda}{2}\left(u_{xx}^{(0)} + u_{yy}^{(0)}\right) + \kappa, \kappa = \sqrt{J_z^2 + \frac{\lambda^2}{4}\left(u_{xx}^{(0)} - u_{yy}^{(0)}\right)^2}, J_z = J_0\langle S^z\rangle \end{aligned} \qquad (3)$$

Предположим, что намагниченность системы составляет с нормалью к плоскости малый угол $\varphi$. Так как мы рассматриваем случай достаточно низких температур, то для нахождения свободной энергии системы нам понадобиться учет только нижайшего энергетического уровня.

Делая поворот системы координат на малый угол $\varphi$ вокруг оси $OY$, определим нижайший энергетический уровень магнитного иона как функцию этого угла (с точностью до $\varphi^6$):

$$E_1 = -\left(\tilde{\xi}_1 + \xi_2\right) + \frac{\lambda}{2}\left(u_{xx}^{(0)} + u_{yy}^{(0)}\right) - J_z + \frac{\tilde{\xi}_1 + \xi_2 + \lambda u_{yy}^{(0)}}{2}\left(\varphi^2 - \frac{\varphi^4}{3} + \frac{2}{45}\varphi^6\right). \qquad (4)$$

Зависимость спонтанных деформаций от $\varphi$ имеет вид:

$$u_{xx}^{(0)}=-\frac{\lambda}{2E}\left[1-\sigma+\sigma\left(\varphi^2-\frac{\varphi^4}{3}+\frac{2}{45}\varphi^6\right)\right], u_{yy}^{(0)}=-\frac{\lambda}{2E}\left[1-\sigma+\varphi^2-\frac{\varphi^4}{3}+\frac{2}{45}\varphi^6\right] \tag{5}$$

Используя выражения (4) и (5), запишем часть плотности свободной энергии, зависящей от $\varphi$ в следующем виде:

$$F(\varphi)=\left[\frac{\tilde{\xi}_1+\xi_2}{2}-\frac{\lambda^2(1-\sigma)}{4E}\right]\varphi^2-\frac{1}{3}\left[\frac{\tilde{\xi}_1+\xi_2}{2}+\frac{\lambda^2(1+2\sigma)}{8E}\right]\varphi^4+ \\ +\left[\frac{\lambda^2}{12E}+\frac{2}{45}\left(\frac{\tilde{\xi}_1+\xi_2}{2}-\frac{\lambda^2(1-\sigma)}{4E}\right)\right]\varphi^6. \tag{6}$$

Из обращения в ноль коэффициента при $\varphi^2$ легко найти температуру ФП:

$$\frac{\tilde{\xi}_1+\xi_2}{2}-\frac{\lambda^2(1-\sigma)}{4E}=0, \tag{7}$$

Если предположить, что $\xi_1(T)=\beta_1\left(1-\frac{T}{T_0}\right)$ - линейная функция температуры, что хорошо согласуется с формулой Акулова и экспериментальными данными [19,20], а величина $\xi_2(T)$ слабо зависит от температуры, т.е. $\xi_2(T)\approx\beta_2$, тогда для температуры ФП легкоосная фаза – угловая фаза получаем следующее выражение.

$$T_1=T_0\left(1-\frac{\lambda^2(1-\sigma)}{2E\beta_1}-\frac{3\beta_2}{\beta_1}\right), \tag{8}$$

Как следует из (6), при $T$ выше $T_1$ коэффициент при $\varphi^2$ отрицателен, при $\varphi^4$ – также отрицателен, а при $\varphi^6$ – положителен. Это свидетельствует о том, что данный ФП является ФП I рода, $T_1$ – температура неустойчивости легкоосной фазы, а при $T > T_1$ реализуется угловая фаза, с равновесным значением угла $\varphi_0(T)$:

$$\varphi_0(T)\approx\sqrt{\frac{3}{2}\left[\xi_1-3\xi_2-\frac{\lambda^2(1-\sigma)}{2E}\right]\Big/\left[\xi_1-3\xi_2+\frac{\lambda^2(1+2\sigma)}{4E}\right]}. \tag{9}$$

Учет анизотропии высшего порядка $\xi_2$ приводит к уменьшению температуры перехода $T_1$ по сравнению со случаем $\xi_2 = 0$ [9,10].

Отметим, что в легкоосной фазе $u_{xx}^{(0)} = u_{yy}^{(0)}$ равны, а $u_{zz}^{(0)}=0$ в силу сделанного выше предположения о плоских деформациях [27]. Это приводит к тому, что взаимодействие магнонов и фононов сводится лишь к появлению в спектре квазимагнонов МУ щели, в то время как спектр квазифононов остается линейным, и ФП легкоосная – угловая фаза протекает по магнонной ветви возбуждений.

## ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ЛЕГКОПЛОСКОСТНАЯ ФАЗА - УГЛОВАЯ ФАЗА

Исследуем теперь ФП из легкоплоскостной фазы в угловую фазу. Данный ФП будет происходить при температуре $T > T_1$.

Предположим, что $T_1 << T << T_C$. В ферромагнетике существует дальний магнитный порядок, стабилизация которого осуществляется МУ взаимодействием, т.е. вектор намагниченности лежит в плоскости пленки. Для упрощения дальнейших вычислений, предположим, что базисной плоскостью является плоскость $ZOX$, которая совпадает с плоскостью пленки. Тогда гамильтониан (1), исследуемой системы можно представить в виде:

$$\begin{aligned} H = &-\frac{1}{2}\sum_{n,n'} J(n-n')\vec{S}_n\vec{S}_{n'} + \tilde{\xi}_1(T)\sum_n \left(S_n^y\right)^2 - \xi_2\sum_n \left(S_n^y\right)^4 + \\ &+\lambda\sum_n \left[u_{xx}\left(S_n^x\right)^2 + u_{zz}\left(S_n^z\right)^2 + u_{xz}\left(S_n^x S_n^z + S_n^z S_n^x\right)\right] + \\ &+\int dV \frac{E}{2\left(1-\sigma^2\right)}\left[u_{xx}^2 + u_{zz}^2 + 2\sigma u_{xx}u_{zz} + 2(1-\sigma)u_{xz}^2\right], \end{aligned} \qquad (10)$$

где $\tilde{\xi}_1(T) = \xi_1(T) + 4\xi_2$.

Хорошо известно [21], что в окрестности ориентационных ФП влияние МУ взаимодействия определяет динамику системы. Прежде всего, это проявляется в гибридизации магнитных и упругих возбуждений [21,22]. В рассматриваемом случае магнитная и упругая подсистемы будут активно взаимодействовать, и температуру перехода необходимо искать из условия размягчения квазифонного спектра.

Для нахождения спектров квазичастиц воспользуемся техникой операторов Хаббарда [22-24]. Выделяя в обменной части гамильтониана (10) среднее поле получим одноузельный гамильтониан, решая с которым одноузельную задачу можно определить энергетические уровни магнитного иона

$$\begin{aligned} &E_1 = \frac{\tilde{\xi}_1 - \xi_2}{2} + \frac{\lambda}{2}\left(u_{xx}^{(0)} + 2u_{zz}^{(0)}\right) - \kappa, \quad E_0 = \tilde{\xi}_1 - \xi_2 + \lambda u_{xx}^{(0)}, \\ &E_{-1} = \frac{\tilde{\xi}_1 - \xi_2}{2} + \frac{\lambda}{2}\left(u_{xx}^{(0)} + 2u_{zz}^{(0)}\right) + \kappa, \quad \kappa = \sqrt{J_z^2 + \frac{1}{4}\left(\tilde{\xi}_1 - \xi_2 - \lambda u_{xx}^{(0)}\right)^2}, \end{aligned} \qquad (11)$$

и собственные функции одноузельного гамильтониана:

$$\Psi(1) = \cos\theta|1\rangle + \sin\theta|-1\rangle, \Psi(0) = |0\rangle, \Psi(-1) = -\sin\theta|1\rangle + \cos\theta|-1\rangle, \qquad (12)$$

где $\cos\theta = \dfrac{\tilde{\xi}_1 - \xi_2 + \dfrac{\lambda^2(1-2\sigma)}{2E}}{\sqrt{4(J_z-\kappa)^2 + \left[\tilde{\xi}_1 - \xi_2 + \dfrac{\lambda^2(1-2\sigma)}{2E}\right]^2}}$.

Здесь было учтено, что спонтанные деформации, найденные из условия минимума плотности свободной энергии, равны:

$$u_{xx}^{(0)} = -\lambda\frac{1-2\sigma}{2E},\; u_{zz}^{(0)} = -\lambda\frac{2-\sigma}{2E}.$$

На базисе волновых функций (12) строятся операторы Хаббарда [22-24].

Представим компоненты тензора деформаций, в виде $u_{ij} = u_{ij}^{(0)} + u_{ij}^{(1)}$, где $u_{ij}^{(0)}$ – спонтанные деформации кристалла, $u_{ij}^{(1)}$ – динамическая часть тензора деформаций, описывающая колебания кристаллической решетки.

Выделяя в одноионном гамильтониане члены, пропорциональные $u_{ij}^{(1)}$, и квантуя их стандартным образом, получим гамильтониан, описывающий процессы трансформации магнонов в фононы и наоборот:

$$\mathrm{H}_{tr} = \sum_n \left\{ \sum_M P_M H_n^M + \sum_\alpha P_\alpha X_n^\alpha \right\}, \tag{13}$$

где $P_{M(\alpha)} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k,\mu} \left(b_{k,\mu} + b_{-k,\mu}^{+}\right) T_n^{M(\alpha)}(k,\mu)$, $T_n^{M(\alpha)}(k,\mu)$– амплитуды трансформаций. В результате гамильтониан (10) можно представить в виде:

$$\mathrm{H} = \mathrm{H}_{int}^{\perp} + \mathrm{H}_{tr} + \mathrm{H}_0, \tag{14}$$

где $\mathrm{H}_0$ – одноузельный гамильтониан, $\mathrm{H}_{int}^{\perp}$ – поперечная часть $\mathrm{H}_{int}$, $\mathrm{H}_{tr}$ – гамильтониан трансформаций (13).

Как известно [25], спектры элементарных возбуждений определяются полюсами функции Грина, которую мы определим следующим образом:

$$G^{\lambda\lambda'}(n,\tau;n',\tau') = -\left\langle T A_n^{\lambda}(\tau) B_{n'}^{\lambda'}(\tau') \right\rangle. \tag{15}$$

Здесь $A_n^{\lambda}(\tau) = e^{\mathrm{H}\tau} A_n^{\lambda} e^{-\mathrm{H}\tau}$ – операторы Хаббарда в гейзенберговском представлении, $\hat{T}$– оператор Вика. Усреднение в (15) ведется с полным гамильтонианом (17).

Дисперсионное уравнение связанных МУ волн можно получить из уравнения типа Ларкина для функции Грина [9,10,22].

Решение дисперсионного уравнения определяет спектры связанных МУ волн ферромагнетика при произвольных температурах и произвольных значениях материальных констант.

Будем искать решение дисперсионного уравнения, предполагая, что волновой вектор совпадает по направлению вектором намагниченности, т.е. $\vec{k} \parallel OZ$. В этой геометрии отличными от нуля являются следующие компоненты вектора поляризации: $e_l^z$, $e_t^x$ (здесь учтена двухмерность пленки). В такой геометрии спектр продольно поляризованных квазифононов не меняется

$$\omega_1(k) = \omega_l(k),$$

а спектр поперечно поляризованных квазифононов имеет вид:

$$\omega_2^2(k) = \omega_t^2(k)\left[1 - \frac{a_0}{\frac{\tilde{\xi}_1 - \xi_2}{2} + \frac{3\lambda^2}{4E} + J_z - J(k)}\right], \tag{16}$$

где $a_0 = \frac{\lambda^2(1+\sigma)}{2E}$. Из (16) следует, что спектр $t$ – поляризованных квазифононов размягчается при условии:

$$\frac{\tilde{\xi}_1 - \xi_2}{2} + \frac{\lambda^2(1-2\sigma)}{4E} = 0.$$

Полагая, что $\xi_2 \approx \beta_2$, $\xi_1 = \beta_1\left(\frac{T_2}{T_0} - 1\right)$, получаем температуру неустойчивости легкоплоскостной фазы:

$$T_2 = T_0\left(1 - \frac{\lambda^2(1-2\sigma)}{2E\beta_1} - \frac{3\beta_2}{\beta_1}\right). \tag{17}$$

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Учет анизотропии высших порядков в двумерном ферромагнетике с учетом МУ взаимодействием практически не изменяет характер ФП легкоосная – угловая фаза и легкоплоскостная – угловая фаза по сравнению с аналогичной системой и учетом только первого слагаемого в ОА: $\xi_1\left(S^z\right)^2$ [9,10].

Температурный интервал существования угловой фазы остается тем же, что и в задаче, рассмотренной в [19,10]:

$$\Delta T = T_0\frac{\lambda^2\sigma}{2E\beta_1},$$

однако, сами температуры неустойчивости легкоосной и легкоплоскостной фаз $T_1$ и $T_2$ сдвигаются на величину – $T_0\frac{3\beta_2}{\beta_1}$, т.е. уменьшаются, по сравнению со случаем, рассмотренным в [9,10].

Данные ФП, по-прежнему остаются ФП I рода. Этот результат хорошо согласуется с результатами работы [27], в которой было показано, что если анизотропия в пленке однородна, то переориентация вектора намагниченности происходит путем ФП первого рода. Также необходимо отметить, что равновесный угол зависит также и от $\xi_2$, хотя и достаточно слабо. Из выражения (9) легко видеть, что он определяется в основном упругими и МУ константами. Можно провести некоторую аналогию с системой, рассмотренной в [28]. Для гексагонального ферромагнетика с энергией одноионной анизотропии, $U = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta$, при $K_2 > 0$ и $K_1$, меняющей знак с изменением температуры, возможно существование трех фаз: легкоосной фазы при $K_1 > 0$; угловой фазы при $-2K_2 < K_1 < 0$; легкоплоскостной фазы при $K_1 < -2K_2$.

Как показано в [28], данные ФП являются переходами II рода. Полученные нами результаты показывают, что учет квантовых эффектов существенно влияет на поведение системы при переходе от классического описания вектора намагниченности к квантовому. Фазовые переходы в такой системе осуществляются уже скачком и являются ФП I рода.

**Список литературы**

1. D.P.Pappas, K.-P.Kämper and H.Hopster. //Phys.Rev.Lett. 64, 3179 (1990).
2. A.Kashuba and V.L.Pokrovsky. //Phys.Rev.Lett. 70, 3155 (1993).
3. D.Pescia, M.Stampanoni, G.L.Bona, A.Vaterlaus, R.F.Willis and F.Meier.// Phys.Rev.Lett. 58, 2126 (1987).
4. A.Moshel and K.D.Usadel.// Phys.Rev.B 49, 12868 (1994).
5. Z.Q.Qiu, J.Pearson and S.D.Bader.//Phys.Rev.B 45, 7211 (1992).
6. Y.Millev, J.Kirschner.//Phys.Rev.B 54, 4137 (1996).
7. М.Г.Тетельман.// ЖЭТФ 98, 1003 (1990).
8. М.Г.Тетельман. //ФНТ 18, 782 (1992).
9. M.-T.Lin, J.Chen, W.Kuch, H.Jenniches, M.Klaua, C.M.Schneider, J.Kirschner.// Phys.Rev.B 55, 5886 (1997).
10. C.S.Arnold, H.L.Jonson, D.Venus. //Phys.Rev.B 56, 8169 (1997).
11. Ю.Н.Мицай, Ю.А.Фридман, Д.В.Спирин.// ФНТ 25, 1056 (1999).
12. Yu.A.Fridman, D.V.Spirin, C.N.Alexeyev. // JMMM.234, 174 (2001).
13. P.Bruno, //Phys. Rev. B. 43, 6015 (1991).
14. Б.И.Иванов, Е.В.Тартаковская //ФНТ 24, 1095 (1998).
15. Е.А.Туров, А.А.Луговой, В.Д.Бучельников, Ю.А.Кузавко, В.Г.Шавров, О.В.Ян //ФММ 66, 12 (1988).
16. B.Schultz and K.Baberschke //Phys.Rev.B.50, 13487 (1994).
17. Б.И.Иванов, Е.В.Тартаковская// Письма в ЖЭТФ 63, 792 (1996).
18. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц Теория упругости. М.: Наука, 246 с. (1987).
19. N.Akulov. //Z.Phys. 100, 197 (1936).
20. С.Тикадзуми. Физика ферромагнетизма. М.: Мир, 226 с. (1987).
21. Е.А.Туров, В.Г.Шавров //УФН 140, 429 (1983).
22. Ю.Н.Мицай, Ю.А.Фридман.// ТМФ 89, 207 (1989).
23. Р.О.Зайцев.// ЖЭТФ 68, 207 (1975).
24. В.В.Вальков, Г.Н.Мацулева, С.Г.Овчинников.// ФТТ 31, 60 (1989).
25. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Статистическая физика. Часть 1. М.: Наука, 583 с. (1976).
26. Ю.А. Изюмов, Ю.Н.Скрябин. Статистическая механика магнитоупорядоченных систем. М.:Наука, 263 с. (1987).
27. A.Moshel and K.D.Usadel. //Phys.Rev.B 51, 16111 (1995).
28. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред М.: Наука, 1982, 616.

Статья поступила в редакцию 04.04.2001 г.