

Поверхностная спиновая динамика магнетиков в окрестности спин-ориентационных фазовых переходов

© С.В. Тарасенко

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

(Поступила в Редакцию 23 февраля 1998 г.)

Для определенного вида тензора высокочастотной магнитной восприимчивости найдены достаточные условия формирования на границе раздела магнитной и немагнитной сред дипольно-обменной обобщенной поверхностной спиновой волны, смягчающейся в окрестности объемного спин-ориентационного фазового перехода.

Создание высококачественных источников когерентного электромагнитного излучения в оптическом диапазоне частот сделало оптическую спектроскопию одним из наиболее перспективных методов изучения критической динамики конденсированных сред вблизи границы устойчивости исследуемого термодинамического состояния [1], в том числе и при спин-ориентационных фазовых переходах (СОФП). Однако в случае оптически непрозрачных материалов особое значение приобретает изучение рассеяния света на тех поверхностных возбуждениях кристалла, динамические характеристики которых существенно изменяются в окрестности исследуемого фазового перехода. Это касается в первую очередь поверхностных акустических волн (ПАВ), к которым прежде всего относятся ПАВ релеевского типа, волна Лява и волна Гуляева–Блюштейна. В работе [2] показано, что и в случае магнитных фазовых переходов анализ условий распространения волны Релея также может быть эффективным инструментом изучения критической спиновой динамики при СОФП. В частности, в [2] были найдены условия, при выполнении которых на механически свободной границе магнетика в окрестности собственно ферроэластического СОФП имеют место резкое уменьшение скорости (вплоть до нуля на самой линии СОФП второго рода) и увеличение затухания поверхностной акустической волны (ПАВ) релеевского типа. Для этого необходимо, чтобы направление распространения ПАВ в плоскости границы кристалла совпадало с теми направлениями в \mathbf{k} -пространстве, которые для исследуемого СОФП в неограниченном магнетике соответствуют аномально расходящимся критическим флуктуациям. Несложно показать, что аналогичными аномалиями динамических характеристик в окрестности СОФП второго рода будут обладать и другие вышеперечисленные типы ПАВ. Однако практическое использование указанных в [2] аномалий динамических характеристик ПАВ в окрестности СОФП в целом ряде случаев обладает рядом существенных ограничений. Во-первых, подавляющее большинство СОФП является дипольно-активными [3], и, следовательно, перечисленные эффекты в спектре ПАВ могут эффективно подавляться магнитодипольным (или магнитоэлектрическим) взаимодействием. Во-вторых, геометрия конкретного образца может быть таковой, что

распространяющаяся ПАВ не будет смягчаться в окрестности исследуемого СОФП. В-третьих, как показано в [4], часть из СОФП вообще не является собственными ферроэластическими, и, следовательно, в них не будут иметь место найденные в [2] аномалии в динамике поверхностных фононов ни при каких относительных ориентациях векторов равновесного параметра порядка, нормали к поверхности образца и направления распространения любого из выше указанных типов ПАВ. Наконец, упругие граничные условия могут настолько отличаться от условий на механически свободной границе кристалла (например, жесткое закрепление поверхности), что распространение всех вышеперечисленных типов ПАВ станет в принципе невозможным [5]. С учетом этих обстоятельств особый интерес представляет исследование поверхностных спиновых волн (ПСВ), которые смягчаются в окрестности СОФП второго рода. В случае магнитодипольно-активных спиновых колебаний такими возбуждениями могут быть поверхностные магнитные поляритоны H -типа, коротковолновым пределом которых являются поверхностные магнитостатические спиновые волны (МСВ) [6]. В настоящее время число работ, посвященных исследованию этих возбуждений в различных многоподрешеточных магнитных структурах (и прежде всего антиферромагнетиках), непрерывно растет [7–10]. Интерес к этим магнитным объектам обусловлен не только технологическими достижениями в изготовлении высококачественных антиферромагнитных кристаллов, но и тем, что интенсивно исследуемые в настоящее время магнитные сверхрешетки типа ферромагнетик — немагнитный металл в случае антиферромагнитной связи между слоями в приближении эффективной среды также описываются указанной моделью антиферромагнетика [11,12]. Теория поверхностных МСВ в модели полуограниченного антиферромагнетика была первоначально разработана в работах [13–15]. Из нее, в частности, следует, что если антиферромагнитный кристалл с пространственно однородным магнитным упорядочением находится во внешнем магнитном поле \mathbf{H} , то поверхностные МСВ не реализуются ни в полярной магнитооптической конфигурации ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{n} \perp \mathbf{k}_\perp$), ни в продольной магнитооптической конфигурации ($\mathbf{n} \perp \mathbf{H} \parallel \mathbf{k}_\perp$). Здесь \mathbf{n} — нормаль к границе раздела магнитной и не-

магнитной сред, а \mathbf{k}_\perp — волновой вектор поверхностной МСВ. В случае когда внешнее магнитное поле $\mathbf{H} = 0$, необходимым условием существования поверхностной МСВ является одновременное выполнение соотношений $(\hat{\mu}\hat{\mu}) < 0$ и $(\mathbf{k}_\perp \hat{\mu} \mathbf{k}_\perp) < 0$, где $\hat{\mu}$ — тензор магнитной восприимчивости рассматриваемого антиферромагнетика. Наконец, в случае поперечной магнитооптической конфигурации ($\mathbf{n} \perp \mathbf{H} \perp \mathbf{k}_\perp$) частота формирующейся в двухподрешоточном антиферромагнетике (АФМ) поверхностной МСВ лежит между частотами однородного АФМР [13–15]. Таким образом, при учете неоднородного обменного взаимодействия этот тип поверхностных возбуждений (так же как и его аналог в ферромагнетике волна Дэймона–Эшбаха) становится псевдоповерхностной или вытекающей поверхностной спиновой волной. Вместе с тем в [16] впервые было указано на то, что в вследствие гибридизации магнитодипольного и обменного механизмов спин-спинового взаимодействия вблизи поверхности магнетика возможно формирование дипольно-обменной ПСВ. В качестве примера в [16] рассматривался полуограниченный легкоосный ферромагнетик с легкой осью $OZ \parallel \mathbf{n}$. Аналогичный механизм локализации магнонов был исследован в работе [17] для легкоосного АФМ в предположении, что равновесная ориентация вектора антиферромагнетизма перпендикулярна границе раздела магнитной и немагнитной сред. Однако до сих пор оставался невыясненным актуальный для оптической спектроскопии СОФП в непрозрачных магнетиках вопрос о критерии, которому должен удовлетворять дипольно-обменный спектр мягкой магнонной моды неограниченного магнетика, чтобы на границе раздела магнитной и немагнитной сред было возможно формирование обобщенной дипольно-обменной ПСВ, смягчающейся в окрестности исследуемого СОФП. Определение этого критерия и является целью данной работы.

Структурно работа состоит из нескольких разделов, в первом из которых дана общая постановка дипольно-обменной краевой задачи для двухподрешоточной модели ромбического АФМ, занимающего полупространство, на поверхности которого спины полностью незакреплены. Анализ проводится для достаточно общего вида тензора магнитной восприимчивости ромбического АФМ, характерного, в частности, для всех одноосных магнитных структур, как четных, так и нечетных относительно главной оси. На этой основе во втором разделе получены условия, определяющие характер локализации дипольно-обменных спиновых колебаний вблизи границы раздела магнитной и немагнитной сред. В этом же разделе найдено и исследовано дисперсионное соотношение для бегущей вдоль поверхности раздела сред обобщенной дипольно-обменной ПСВ, смягчающейся в окрестности СОФП второго рода. В третьем разделе с использованием полученных в предыдущих разделах работы результатов предложен критерий формирования на границе раздела магнитной и немагнитной сред обобщенной дипольно-обменной ПСВ, частота которой

смягчается в окрестности исследуемого СОФП второго рода. Полученные соотношения конкретизированы для случая фазового перехода типа Морина в легкоосном антиферромагнетике (ЛЮ АФМ) в магнитном поле \mathbf{H} , перпендикулярном легкой оси.

1. Основные соотношения

В качестве примера магнитной среды рассмотрим модель обменно-колинеарного двухподрешоточного АФМ. Дипольно-обменная динамика такой динамической системы, как известно, описывается замкнутой системой уравнений, состоящей из уравнений Ландау–Лифшица для векторов ферро- и антиферромагнетизма (\mathbf{m} и \mathbf{l}) и уравнений магнитостатики. Считая, что однородно намагниченная АФМ-среда занимает полупространство $\nu < 0$ с нормалью к поверхности раздела магнитной и немагнитной сред \mathbf{n} (ν — текущая координата вдоль направления \mathbf{n}), указанную систему динамических уравнений следует дополнить соответствующими граничными условиями. В данном случае будем полагать, что спины на поверхности АФМ $\nu = 0$ свободны, $\tilde{\mathbf{m}}, \tilde{\mathbf{l}}$ описывают малые отклонения векторов ферромагнетизма и антиферромагнетизма от равновесных ориентаций

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{m}}}{\partial \nu} = \frac{\partial \tilde{\mathbf{l}}}{\partial \nu} = 0, \quad (1)$$

а кроме того, необходимо наложить стандартную систему электродинамических граничных условий для нормальной компоненты вектора магнитной индукции $\mathbf{B}_m(\mathbf{B})$ и тангенциальной составляющей магнитного поля $\mathbf{H}_m(\mathbf{H})$ магнитной (немагнитной) среды

$$\mathbf{Bn} = \mathbf{B}_m \mathbf{n}, \quad [\mathbf{Hn}] = [\mathbf{H}_m \mathbf{n}], \quad \nu = 0. \quad (2)$$

Поскольку целью данной работы является анализ условий формирования поверхностных дипольно-обменных магнонов, в дальнейшем будем полагать, что наряду с соотношениями (1), (2) выполнены также и условия ($\varphi_m(\varphi)$ — магнитостатический потенциал в магнитной (немагнитной) среде)

$$\begin{aligned} |\tilde{\mathbf{m}}|, \varphi_m, |\tilde{\mathbf{l}}| &\rightarrow 0, & \nu &\rightarrow -\infty, \\ \varphi &\rightarrow 0, & \nu &\rightarrow \infty. \end{aligned} \quad (3)$$

В качестве примера в данной работе проанализируем дипольно-обменную спиновую динамику только таких двухподрешоточных АФМ, ветви спектра которых в модели неограниченного магнетика могут быть разделены по типу их возбуждения СВЧ-полем \mathbf{h} на квазиферромагнитную ($\mathbf{h} \perp \mathbf{H}, \omega_F$) и квазиантиферромагнитную ($\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}, \omega_{AF}$) [18]. Если ограничиться в магнитной энергии учетом членов не выше второго порядка по компонентам векторов намагниченностей подрешеток $\mathbf{M}_{1,2}|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$, то, в случае когда внешнее магнитное поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M} \parallel OX$ ($\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0$), а вектор антиферромагнетизма $\mathbf{l} \parallel OY$ ($\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$),

структура тензора высокочастотной магнитной восприимчивости $\hat{\chi}(\omega, \mathbf{k})$ с учетом неоднородного обменного взаимодействия может быть представлена в виде (c — фазовая скорость спиновых волн, χ_0 — статическая магнитная восприимчивость)

$$\begin{aligned} \chi_{xx} &= \chi_0 \frac{\omega_{AF}^2 + c^2 \mathbf{k}^2}{\omega_{AF}^2 + c^2 \mathbf{k}^2 - \omega^2}, \\ \chi_{yz} &= -\chi_{zy} = \chi_0 \frac{i\omega_* \omega}{\omega_F^2 + c^2 \mathbf{k}^2 - \omega^2}, \\ \chi_{yy} &= \chi_0 \frac{\omega_*^2}{\omega_F^2 + c^2 \mathbf{k}^2 - \omega^2}, \\ \chi_{zz} &= \chi_0 \frac{\omega_F^2 + c^2 \mathbf{k}^2}{\omega_F^2 + c^2 \mathbf{k}^2 - \omega^2}, \\ \chi_{xy} &= \chi_{xz} = \chi_{yx} = \chi_{zx} = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Как показано в [18,19], таким магнетиком является ромбический слабый ферромагнетик, различными частными случаями которого являются все одноосные структуры, как четные, так и нечетные относительно главной оси. В частности, аналогичная структура $\hat{\chi}(\omega, k)$ имеет место в spin-flor-фазе ЛО АФМ в магнитном поле \mathbf{H} , направленном вдоль легкой оси, в ЛП АФМ в случае \mathbf{H} , коллинеарного или перпендикулярного трудной оси, при фазовом переходе типа Морины и т.д. Для неограниченной модели АФМ соответствующее (4) выражение для спектра нормальных дипольно-обменных спиновых волн может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{k}^4 + A\mathbf{k}^2 + B &= 0, \\ A &= (\omega_F^2 + \omega_{AF}^2 - 2\omega^2 + \tilde{A}_F + \tilde{B}_{AF})c^{-2}, \\ B &= ((\omega_F^2 - \omega^2)(\omega_{AF}^2 - \omega^2) + \tilde{A}_F(\omega_{AF}^2 - \omega^2) \\ &\quad + \tilde{B}_{AF}(\omega_F^2 - \omega^2))c^{-4}, \\ C &= 1 + 4\pi\chi_0 \left(\frac{k_x^2}{k^2} + \frac{k_z^2}{k^2} \right), \quad \tilde{B}_{AF} = \left(4\pi\omega^2 \frac{k_x^2}{k^2} \right) C^{-1}, \\ \tilde{A}_F &= 4\pi\omega_*^2 \left(\frac{k_y^2}{k^2} + \frac{k_z^2}{k^2} \right) C^{-1}. \end{aligned} \quad (5)$$

Таким образом, для исследуемой модели АФМ (4) без учета граничных условий изочастотная поверхность нормальных дипольно-обменных спиновых колебаний (5) в зависимости от частоты ω состоит из одной ($\omega_{AF} > \omega > \omega_F$ или $\omega_F > \omega > \omega_{AF}$) или двух полостей ($\omega > \omega_F, \omega_{AF}$).

2. Дипольно-обменный механизм локализации мягкой магنونной моды на границе раздела магнитной и немагнитной сред

Поскольку мы в данной работе рассматриваем спиновую динамику магнетиков в окрестности СОФП типа мягкой магنونной моды, с целью упрощения аналитиче-

ских вычислений в дальнейшем ограничимся анализом (5) в предположении, что между частотами квазиферромагнитной ω_F и квазиантиферромагнитной ω_{AF} мод АФМ неограниченного АФМ имеет место сильное неравенство. На основании этого пренебрежем косвенной связью через магнитодипольное поле между высокочастотной и низкочастотной модами спектра спиновых волн рассматриваемого АФМ. Такое приближение позволит изучить обобщенные ПСВ, являющиеся результатом дипольно-обменного механизма связывания вблизи поверхности кристалла только того из типов нормальных спиновых колебаний неограниченного магнетика, который отвечает мягкой магنونной моде (квазиферромагнитной или квазиантиферромагнитной).

В результате следующее из (5) характеристическое уравнение для решения краевой задачи (1), (2) будет квадратичным относительно $q^2 = -(\mathbf{kn})^2$. В этом случае структура, например, амплитуды магнитостатического потенциала в магнетике φ_m вдоль нормали к границе раздела сред может быть представлена в виде ($A_{1,2}$ — независимые константы)

$$\varphi_m = A_1 \exp(i\omega t - q_1 \nu) + A_2 \exp(i\omega t - q_2 \nu). \quad (6)$$

Из (5) следует, что для $\mathbf{k} \in XZ$ как в случае $\omega_F \ll \omega_{AF}$, так и при $\omega_F \gg \omega_{AF}$ вид уравнения, определяющего форму сечения изочастотной поверхности для нормальной дипольно-обменной спиновой волны, смягчающейся в окрестности СОФП, независимо от того, каков ее тип возбуждения СВЧ-полем (ферромагнитный или антиферромагнитный), может быть представлен в виде (в точке СОФП второго рода $\omega_0 = 0$)

$$k^2 = \omega^2(1 + 4\pi\chi_0 \sin^2 \vartheta) - \omega_0^2, \quad k^2 = k_x^2 + k_z^2. \quad (7)$$

В случае мягкой квазиантиферромагнитной моды $\omega_0 = \omega_{AF}$, $\sin^2 \vartheta \equiv k_z^2/k^2$, тогда как для мягкой квазиферромагнитной моды $\omega_0 = \omega_F$, $\sin^2 \vartheta \equiv k_x^2/k^2$.

Из (5) также следует, что в случае $|\mathbf{H}| = 0$ сечение изочастотной кривой для мягкой квазиферромагнитной моды имеет место и при $\mathbf{k} \in YZ$: $k^2 = \omega^2(1 + 4\pi\chi_0(k_z^2/k^2))^{-1}$. С помощью (6), (7) можно определить необходимые условия, при которых для заданной частоты возбуждения спиновых колебаний ω и волнового числа k_{\perp} вблизи границы раздела магнитной и немагнитной сред возможна локализация мягкой дипольно-обменной спиновой волны с законом дисперсии (7). Анализ показывает, что при $\mathbf{n} \parallel OY$ $\omega_0 \equiv \omega_{AF}$ ($\omega_{AF} \ll \omega_F$), а при $\mathbf{n} \parallel OZ$ $\omega_0 \equiv \omega_F$ ($\omega_{AF} \gg \omega_F$): конденсация объемной дипольно-обменной мягкой магنونной моды в двухпарциальную ПСВ с $q_{1,2}^2 > 0$ имеет место только для ω и k_{\perp} , удовлетворяющих условию

$$\omega^2 < \frac{\omega_0^2 + c^2 k_{\perp}^2}{1 + 4\pi\chi_0}. \quad (8)$$

Аналогичный тип дипольно-обменных ПСВ возможен и в том случае, когда при $\mathbf{n} \parallel OZ$ $\omega_0 \equiv \omega_{AF}$ ($\omega_{AF} \ll \omega_F$)

или при $\mathbf{n} \parallel OY$ $\omega_0 \equiv \omega_F$ ($\omega_{AF} \gg \omega_F$) ω и k_{\perp} находятся в интервале

$$\begin{aligned} \omega_0^2 + c^2 k_{\perp}^2 < \omega^2 < \omega_{\pm}^2(k_{\perp}), \quad k_{\perp} > k_*, \\ \omega^2 < \omega_{\pm}^2(k_{\perp}), \quad \omega_{\pm}^2 \equiv N_1 \pm (N_1^2 - N_2)^{1/2}, \\ N_1 \equiv \frac{2c^2 k_{\perp}^2 4\pi\chi_0 + \omega_0^2(1 + 4\pi\chi_0)}{(1 + 4\pi\chi)^2}, \\ N_2 \equiv \frac{\omega_0^4}{(1 + 4\pi\chi_0)^2}. \end{aligned} \quad (9)$$

Однако в отличие от (8) в этой же геометрии возможно и формирование на границе раздела магнитной и немагнитной сред двухпарциальной обобщенной дипольно-обменной ПСВ ($\text{Re } q_{1,2}^2 \neq 0$, $\text{Im } q_{1,2}^2 \neq 0$)

$$\omega_{-}^2 < \omega^2 < \omega_{+}^2. \quad (10)$$

Условия нетривиальной разрешимости системы (1)–(3) относительно амплитуд парциальных волн $A_{1,2}$ (6) является достаточным для существования распространяющейся вдоль свободной поверхности полуограниченного АФМ дипольно-обменной ПСВ при заданном направлении волнового вектора магнитных колебаний \mathbf{k} в плоскости границы. В случае (7) расчет n показывает, что для $\mathbf{k} \in XZ$ при $\mathbf{n} \parallel OX$ ($\omega_F \ll \omega_{AF}$) или при $\mathbf{n} \parallel OZ$ ($\omega_F \gg \omega_{AF}$) соответствующее дисперсионное уравнение для спектра дипольно-обменной ПСВ, смягчающейся в окрестности объемного СОФП, может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} (q_1 + q_2 + k_{\perp})q_1 q_2 + k_{\perp}(q_1^2 + q_2^2) &= k_{\perp}^3, \\ q_{1,2}^2 &= \frac{P_1}{2} \pm \left(\left(\frac{P_1}{2} \right)^2 - P_2 \right)^{1/2}, \\ P_1 &= \frac{2c^2 k_{\perp}^2 + \omega_0^2 - \omega^2(1 + 4\pi\chi_0)}{c^2}, \\ P_2 &= k_{\perp}^2 \frac{c^2 k_{\perp}^2 + \omega_0^2 - \omega^2}{c^2}. \end{aligned} \quad (11)$$

Как следует из (8), данный тип ПСВ не реализуется ни в строго магнитоэлектронном приближении ($c \rightarrow 0$), ни в строго обменном (формально в (7), (8) надо пренебречь слагаемыми с 4π).

Анализ характера локализации найденного решения на границе раздела магнитной и немагнитной среды может быть проведен с помощью (6), (8)–(10). Несложно показать, что при $k_{\perp} < k_*$ распространяющаяся дипольно-обменная ПСВ (11) относится к ПСВ обобщенного типа, т.е. для нее $\text{Re } q_{1,2}^2 \neq 0$, $\text{Im } q_{1,2}^2 \neq 0$. При $k_{\perp} = k_*$ данный тип локализованных спин-волновых возбуждений полуограниченного АФМ плавно переходит в двухпарциальную дипольно-обменную ПСВ с $q_{1,2}^2 > 0$. Здесь k_* определяется из (10) при условии

$$\omega_{+}(k_*) = \omega. \quad (12)$$

Пользуясь (11), можно получить в коротковолновом пределе ($k_{\perp} \gg k_{**}$, $k_{**}^2 \equiv \omega_0^2 4\pi\chi_0 / (1 - 4\pi\chi_0)$) в ясном виде закон дисперсии дипольно-обменной ПСВ (11) с $q_{1,2}^2 > 0$, если считать выполненным соотношение $4\pi\chi_0 \ll 1$. В этом случае

$$\omega^2 \approx \omega_0^2 + c^2 k_{\perp}^2 - \frac{(4\pi\chi_0)^2 (\omega_0^2 + c^2 k_{\perp}^2)}{4k_{\perp}^4}. \quad (13)$$

3. Критерий формирования дипольно-обменных обобщенных ПСВ

Представляет несомненный интерес указать критерий, на основе которого, анализируя характер изочастотной поверхности мягкой магнетонной моды неограниченного магнетика, можно определить условия, при которых на границе раздела магнитной и немагнитной сред вдоль выбранного направления распространения \mathbf{k}_{\perp} возможно формирование обобщенной дипольно-обменной ПСВ, смягчающейся в окрестности рассматриваемого объемного СОФП. Для этого рассмотрим сечение изочастотной поверхности мягкой магнетонной моды неограниченного магнетика плоскостью, определяемой нормалью к границе раздела магнитной и немагнитной сред \mathbf{n} и направлением распространения исследуемой ПСВ \mathbf{k}_{\perp} . Анализ (7) показывает, что при $k_{\perp} < k_*$ на сечении изочастотной поверхности мягкой магнетонной моды (7) вдоль направления найденной выше обобщенной ПСВ при условии

$$\omega^2 < \frac{\omega_0^2}{1 - 4\pi\chi_0} \quad (14)$$

формируется участок с максимальной отрицательной кривизной.

В результате, если сопоставить найденные выше условия существования дипольно-обменной обобщенной ПСВ (11) и соотношение (14), можно сделать вывод о том, что достаточным условием для формирования на поверхности полуограниченного магнетика с системой граничных условий (1)–(3) обобщенной дипольно-обменной ПСВ, смягчающейся вблизи границы рассматриваемого СОФП, является наличие на соответствующем сечении изочастотной поверхности мягкой магнетонной моды неограниченного магнетика участка с максимальной отрицательной кривизной вдоль направления распространения ПСВ.

В качестве примера рассмотрим выражение для спектра мягкой магнетонной моды ω_0 в случае фазового перехода ЛЮ АФМ в магнитном поле, перпендикулярном легкой оси (фазовый переход типа Морина) [3]. Плотность термодинамического потенциала в этом случае может

быть представлена в виде

$$W = \frac{\delta}{2} \mathbf{m}^2 + \frac{\alpha}{2} (\nabla \mathbf{l})^2 - \frac{b}{2} l_z^2 + \frac{b_2}{4} l_z^4 - d(m_x l_y - m_y l_x) - \mathbf{M} \mathbf{H}, \quad (15)$$

где δ и α — соответственно константы однородного и неоднородного обменного взаимодействия, b и b_2 — константы одноосной магнитной анизотропии, d — константа взаимодействия Дзялошинского. Наличие внешнего магнитного поля $\mathbf{H} \parallel OX$ приводит к возможности СОФП из антиферромагнитного состояния ($\mathbf{l} \parallel OZ$) в слабоферромагнитное ($\mathbf{l} \parallel OY$, $\mathbf{m} \parallel OX$). При этом СОФП типа Морина может быть фазовым переходом первого рода при $H < H_*$, $T < T_*$, который при

$$H_* \equiv \frac{8|K_2|}{M_*}, \quad K_1(T_*) - 8|K_2| = 0, \\ K_1 \equiv \frac{d^2 - b\delta}{2\delta}, \quad M_* \equiv \frac{2d}{\delta}, \quad K_2 \equiv -\frac{-b_2}{2} \quad (16)$$

становится фазовым переходом второго рода [3]. Анализ (15) показывает, что в обеих фазах структура тензора высокочастотной магнитной восприимчивости $\hat{\chi}(\omega, \mathbf{k})$ совпадает с (4). При этом в данном случае мягкой магнотной модой является квазиантиферромагнитная мода спектра спиновых волн рассматриваемого антиферромагнетика (15). Ее закон дисперсии определяется следующим выражением (g — гиромангнитное отношение, $c^2 = g^2 M_0^2 \delta \alpha$ — фазовая скорость распространения спиновых волн в (4) в модели (15)):

$$\omega_0^2 = g^2 \sin^2 \vartheta (2K_1 \cos \vartheta + 4K_2 \sin^2 \vartheta \cos \vartheta + M_* H). \quad (17)$$

Поскольку в угловой фазе $l_{y,z} \neq 0$ уравнение для угла ϑ в (17) определяется соотношением

$$\cos^3 \vartheta - 3p \cos \vartheta + 2q = 0, \\ 3p \equiv \frac{1 - K_1}{2|K_2|}, \quad 2q \equiv \frac{M_* H}{4|K_2|}, \quad (18)$$

несложно видеть, что частота мягкой магнотной моды (17) уменьшается вплоть до нуля (в рамках рассматриваемой модели) не только на линии фазового перехода второго рода

$$2K_1 + M_* H = 0, \quad (19)$$

но также и по мере приближения к критической точке (16) вдоль линии СОФП первого рода. Как следует из приведенных выше расчетов, эти же особенности будут наблюдаться и для найденного выше типа обобщенной дипольно-обменной ПСВ (11) при $\mathbf{n} \parallel OZ$ ($\mathbf{k} \in XZ$). Несложно показать, что в рассматриваемой геометрии поверхностные магнитостатические спиновые волны, аналогичные изученным в [13–15] и смягчающиеся в окрестности рассматриваемого типа СОФП, не реализуются.

Отметим, что рассмотренный выше дипольно-обменный тип обобщенных ПСВ не реализуется в случаях, когда поверхность магнетика с полностью свободными спинами металлизирована или когда в отсутствие металлизации спины на поверхности магнетика жестко закреплены.

Итак, на основе анализа формы изочастотной поверхности мягкой магнотной моды спектра нормальных спиновых колебаний неограниченного ромбического АФМ, структура тензора высокочастотной магнитной восприимчивости которого удовлетворяет (4), сформулирован достаточный критерий, при выполнении которого на неметаллизированной поверхности магнетика со свободными спинами имеет место формирование обобщенной дипольно-обменной поверхностной спиновой волны, смягчающейся в окрестности СОФП второго рода, поляризация которой совпадает с поляризацией объемной мягкой магнотной моды.

Список литературы

- [1] Рассеяние света вблизи точек фазовых переходов / Под ред. Г.З. Камминза, А.П. Леванюка. Наука, М. (1990). 414 с.
- [2] С.В. Герус, В.В. Тарасенко. ФТТ **17**, 9, 2247 (1975).
- [3] К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин. Ориентационные фазовые переходы в магнетиках. Наука, М. (1979). 317 с.
- [4] В.Г. Барьяхтар, И.М. Витебский, Ю.Г. Пашкевич, В.Л. Соболев, В.В. Тарасенко. ЖЭТФ **87**, 9, 1028 (1984).
- [5] В.И. Альшиц, В.Н. Любимов, А.Л. Шувалов. ЖЭТФ **106**, 9, 828 (1994).
- [6] А.Г. Гуревич, Г.Н. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука, М. (1994). 461 с.
- [7] F.S. Nortemann, R.L. Stamp, R.E. Camley et al. Phys. Rev. **B47**, 6, 3225 (1993).
- [8] Xuang-Zhang Wang, D.R. Tilley. Phys. Rev. **B52**, 18, 13 353 (1995).
- [9] T.L. Fanseca, A.S. Carrica, N.S. Almeida. Phys. Rev. **46**, 18, 11 626 (1992).
- [10] М.И. Каганов, Н.Б. Пустыльник, Т.И. Шалаева. УФН **191**, 2, 167 (1997).
- [11] N.S. Almeida, D.L. Mills. Phys. Rev. **B38**, 10, 6698 (1988).
- [12] N. Raj, D.R. Tilley. Phys. Rev. **B36**, 10, 7003 (1987).
- [13] В.В. Тарасенко, В.Д. Харитонов. ЖЭТФ **60**, 1, 2321 (1971).
- [14] R.E. Camley. Phys. Rev. Lett. **45** 283 (1980).
- [15] B. Luthi, D.L. Mills, R.E. Camley. Phys. Rev. **B28**, 3, 1475 (1983).
- [16] R.E. De Wames, T.J. Wolfram. J. Appl. Phys. **41**, 3, 987 (1970).
- [17] Б.А. Иванов, В.Ф. Лапченко, А.Л. Сукстанский. ФТТ **27**, 1, 173 (1985).
- [18] Е.А. Туров. Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов. Наука, М. (1967). 230 с.
- [19] В.Г. Барьяхтар, В.А. Львов, Д.А. Яблонский. ФТТ **25**, 3, 797 (1983).