Письма в ЖЭТФ, том 60, вып.7, стр.534 - 537 © 1994г. 10 октября

ПРЕЦЕССИОННЫЕ, РЕЛАКСАЦИОННЫЕ И УПРУГИЕ КОЛЕБАНИЯ В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ В ОБЛАСТИ ОРИЕНТАЦИОННЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

*В.Д.Бучельников, В.Г.Шавров**

Челябинский государственный университет
454136 Челябинск, Россия

**Институт радиотехники и электроники РАН*
103907 Москва, Россия

Поступила в редакцию 13 апреля 1994 г.
После переработки 19 августа 1994 г.

Теоретически исследуется влияние релаксации намагниченности на спектр прецессионных (спиновых) и упругих колебаний ферромагнетика в области ориентационных фазовых переходов (ОФП). Показано, что вблизи ОФП все виды колебаний (как спиновые, так и упругие) могут стать чисто релаксационными. Мягкой модой в точке ОФП является релаксационная мода. Это приводит к невозможности уменьшения на 100% скорости звука в самой точке ОФП, предсказываемого более ранними теориями.

В ферромагнетиках (ФМ) в магнитоупорядоченном состоянии в бездиссипативном приближении колебания намагниченности представляют собой спиновые волны [1]. Спиновые волны иначе можно рассматривать как прецессию намагниченности вокруг направления эффективного магнитного поля. При учете диссипации в магнитной подсистеме спиновые волны являются затухающими. Обычно диссипация мала, поэтому спиновые волны рассматриваются как слабозатухающие. Это имеет место, если ФМ находится вдали от точек ориентационных фазовых переходов (ОФП), когда действительные части частот спиновых волн ω_{pr} намного превосходят мнимые части $|\omega_r|$: $\omega_{pr} \gg |\omega_r|$. Однако, как будет показано ниже, вблизи ОФП (точка ОФП обычно определяется условием $\omega_{pr} \Rightarrow 0$) действительная часть частоты спиновых волн может стать меньше мнимой части, что, конечно же, повлияет на спектр колебаний ФМ.

В данной работе теоретически исследуется влияние релаксации намагниченности ФМ на его прецессионные и упругие колебания в области ОФП.

Для примера рассмотрим двухосный ФМ, изотропный по упругим и магнитоупругим (МУ) свойствам, для которого магнитная и МУ часть плотности свободной энергии имеет вид

$$F = F(\mathrm{M}^2) + \frac{1}{2}\alpha\left(\frac{\partial \mathrm{M}}{\partial x_i}\right)^2 + \frac{1}{2}\beta_1 M_x^2 + \frac{1}{2}\beta_2 M_y^2 + \frac{1}{2}\beta_3 M_z^2 - \mathrm{MH} + \frac{1}{2} b M_i M_k U_{ik}, \quad (1)$$

где α, β_i, b – постоянные обмена, анизотропии, и магнитострикции, соответственно, M – намагниченность ФМ, H – напряженность внешнего магнитного поля, $\hat{U}$ – тензор деформаций.

Не ограничивая общности, рассматриваем далее случай H $\|$ x и основное состояние ФМ, в котором M $\|$ H. Эта фаза устойчива при

$$\beta_2 - \beta_1 + H/M \geq 0, \qquad \beta_3 - \beta_1 + H/M \geq 0. \quad (2)$$

При исследовании динамики магнитной и упругой подсистем исходим из уравнений Ландау–Лифшица с релаксационным членом в форме Гильберта и уравнения упругости [2, 3]. Линеаризованная система уравнений движения, определяющая динамику поперечных компонент намагниченности и вектора смещений ФМ в фазе M || H, для МУ волн, распространяющихся вдоль оси x, имеет вид

$$\omega m_{y,z} \mp (i\omega_{3,2k} + r\omega) m_{z,y} \pm \frac{1}{2} g M^2 b k u_{z,y} = 0,$$

$$(\omega^2 - \omega_t^2) u_{y,z} + \frac{1}{2\rho} i k b M m_{y,z} = 0. \tag{3}$$

Здесь m, u – фурье-компоненты осциллирующих частей намагниченности и векторы смещений ФМ, ρ – плотность ФМ, r – константа релаксации, $\omega_t = s_t k$, $s_t^2 = \mu/\rho$, μ – коэффициент Ламэ, g – гиромагнитное отношение. Характерные частоты магнитной подсистемы выражаются как

$$\omega_{2,3k} = gM(\alpha k^2 + \beta_{2,3} - \beta_1 + H/M + h_t), \tag{4}$$

где МУ безразмерное поле $h_t = b^2 M^2 / 4\mu$. Обратим внимание на тот факт, что в точках потери устойчивости фазы M || H || x, которые определяются знаками равенства в (2) и являются точками ОФП II рода, смягчаются (при $h_t = 0$) частоты ω_{2k} и ω_{3k} или иначе – прецессионная мода $\omega_{pr} = (\omega_{2k}\omega_{3k})^{1/2}$ и одна из релаксационных мод (либо $\omega_{r1} = -ir\omega_{2k}$, либо $\omega_{r2} = -ir\omega_{3k}$).

Дисперсионное уравнение связанных колебаний имеет вид

$$(1 + r^2)\omega^6 + ir\omega^5(\omega_{2k} + \omega_{3k}) - \omega^4[2\omega_t^2(1 + r^2) + \omega_{2k}\omega_{3k}] -$$
$$-2ir\omega^3\omega_t^2(\omega_{2k} + \omega_{3k} - \omega_{me}) + \omega^2\omega_t^2[\omega_t^2(1 + r^2) + \omega_{2sk}\omega_{3k} +$$
$$+\omega_{3sk}\omega_{2k}] + ir\omega\omega_t^4(\omega_{2sk} + \omega_{3sk}) - \omega_t^4\omega_{2sk}\omega_{3sk} = 0, \tag{5}$$

где

$$\omega_{2,3sk} = \omega_{2,3k} - \omega_{me}, \qquad \omega_{me} = gMh_t. \tag{6}$$

Исследуем сначала более подробно спектр спиновых колебаний ФМ в отсутствие МУ связи ($\omega_{me}, h_t = 0$). В этом случае дисперсионное уравнение принимает вид

$$(1 + r^2)\omega^2 + ir\omega(\omega_{2sk} + \omega_{3sk}) - \omega_{2sk}\omega_{3sk} = 0. \tag{7}$$

Его решение (при $r \ll 1$) выглядит следующим образом:

$$\omega_{1,2} = -\frac{1}{2} ir(\omega_{2sk} + \omega_{3sk}) \pm [\omega_{2sk}\omega_{3sk} - \frac{1}{4} r^2 (\omega_{2sk} - \omega_{3sk})^2]^{1/2}. \tag{8}$$

Отсюда видно, что вдали от точек ОФП, в которых согласно (2), (4), (6) $\omega_{2so} = 0$ (переход $M_x \Rightarrow M_x, M_y$) или $\omega_{3so} = 0$ (переход $M_x \Rightarrow M_x$, M_z), когда $\omega_{2sk}\omega_{3sk} \gg r^2(\omega_{2sk} - \omega_{3sk})^2$, все влияние релаксации намагниченности на прецессионные колебания сводится к тому, что спиновые волны становятся затухающими, причем их затухание является малым. Вблизи же точек ОФП, например, в точке $\omega_{2so} \Rightarrow 0$ (при этом $\omega_{2sk} \ll \omega_{3sk}$, если $k \Rightarrow 0$), ситуация может измениться кардинальным образом. Так, в случае, когда $\omega_{2sk}\omega_{3sk} \ll r^2(\omega_{2sk} - \omega_{3sk})^2$, решение (8) представляет собой чисто релаксационные колебания:

$$\omega_1 = -i\omega_{2sk}\omega_{3sk}/r(\omega_{3sk} - \omega_{2sk}), \qquad \omega_2 = -ir\omega_{3sk}. \tag{9}$$

Эти частоты определяют обратные времена релаксации поперечных компонент намагниченности ФМ. Релаксационная мода ω_1 является мягкой – ее частота стремится к нулю на границе устойчивости фазы при $k \Rightarrow 0$. В области ОФП $\omega_{3so} \Rightarrow 0$ решение выражается формулами (9), в правых частях которых надо заменить индексы 3 на 2 и наоборот.

Таким образом, в отсутствие МУ связи вдали от ОФП колебания намагниченности представляют собой слабозатухающие спиновые волны, а вблизи ОФП прецессионный характер движения намагниченности может измениться на чисто релаксационный. В последнем случае мягкой модой является релаксационная мода (ее частота равна нулю в самой точке перехода при $k = 0$) и именно по ней происходит сам ОФП.

Включим теперь МУ взаимодействие. Для определенности исследуем спектр связанных колебаний в области ОФП $\omega_{2so} \Rightarrow 0$. Сначала запишем решение дисперсионного уравнения (5) при $k = 0$:

$$\omega_{1,2} = \pm[\omega_{20}\omega_{30} - \frac{1}{4}r^2(\omega_{20} - \omega_{30})^2]^{1/2} - \frac{1}{2}ir(\omega_{20} + \omega_{30}), \qquad \omega_{3,4,5,6} = 0. \tag{10}$$

В точке ОФП ($\omega_{2so} = 0$) из (2), (4), (6) следует, что $\omega_{20} = \omega_{me}$. Отсюда видно, что при учете МУ связи решение $\omega_{1,2}$ описывает затухающее прецессионное движение намагниченности как вдали, так и вблизи ОФП, поскольку условие $\omega_{me}\omega_{30} > r^2(\omega_{me} - \omega_{30})^2$ выполняется практически всегда, если $r \ll 1$. Остальные четыре частоты могут описывать как релаксационные, так и упругие колебания. Для того, чтобы выяснить их природу, найдем решение дисперсионного уравнения (5) при $k \neq 0$ (но $k \Rightarrow 0$). Это решение выглядит следующим образом

$$\begin{aligned} \omega_{1,2} &= \pm[\omega_{2k}\omega_{3k} - \frac{1}{4}r^2(\omega_{2k} - \omega_{3k})^2]^{1/2} - \frac{1}{2}ir(\omega_{2k} + \omega_{3k}), \\ \omega_{3,4} &= \pm\omega_t(1 - \omega_{me}/\omega_{3k})^{1/2} - \frac{1}{2}ir\omega_t^2(2\omega_{3k} + \omega_{me})/\omega_{3k}^2, \\ \omega_{5,6} &= \omega_t\{\pm[4\omega_{2k}\omega_{2sk} - r^2\omega_t^2]^{1/2} - ir\omega_t\}/2\omega_{2k}. \end{aligned} \tag{11}$$

Данные формулы получены при $\omega_t \ll \omega_{2k}$, ω_{3k} и $r \ll 1$. Из (11) следует, что спектр связанных колебаний ФМ вблизи ОФП при $k \neq 0$ состоит из слабозатухающей квазиспиновой ветви $\omega_{1,2}$, слабозатухающей поперечной квазиупругой ветви $\omega_{3,4}$ и ветви $\omega_{5,6}$, характер которой определяется соотношением между величинами $\omega_{2k}\omega_{2sk}$ и $r^2\omega_t^2$. При $\omega_{2k}\omega_{2sk} \gg r^2\omega_t^2$ ветвь $\omega_{5,6}$ является слабозатухающей поперечной квазиупругой ветвью колебаний с квадратичным законом дисперсии (так как из (2), (4), (6) следует, что в точке ОФП $\omega_{2sk} = gM\alpha k^2$):

$$\omega_{5,6} = \pm\omega_t(\omega_{2sk}/\omega_{2k})^{1/2} - \frac{1}{2}ir\omega_t^2/\omega_{2k}. \tag{12}$$

В случае же $\omega_{2k}\omega_{2sk} \ll r^2\omega_t^2$ ветви $\omega_{5,6}$ представляют собой чисто релаксационные колебания (квазимагнитные и квазиупругие) с квадратичной зависимостью от модуля волнового вектора:

$$\omega_5 = -i\omega_{2sk}/r, \qquad \omega_6 = -ir\omega_t^2/\omega_{2k}. \tag{13}$$

При $r \Rightarrow 0$ вместо первой формулы для ω_5 следует пользоваться точной формулой в (11).

Ветвь $\omega_{1,2}$ при $k \Rightarrow 0$ является активационной с величиной щели, определяемой согласно (11) МУ связью и релаксацией намагниченности. Остальные ветви являются безактивационными. Одна из квазиупругих ветвей колебаний ($\omega_{3,4}$) в области ОФП имеет линейный закон дисперсии при $k \Rightarrow 0$ с небольшой дисперсией скорости распространения (сомножитель $(1-\omega_{me}/\omega_{3k})^{1/2}$ в (11)). Учет же релаксации намагниченности приводит к затуханию данной упругой ветви. Наиболее сильно влияет взаимодействие между магнитными и упругими колебаниями на закон дисперсии второй безактивационной ветви связанных колебаний $\omega_{5,6}$. Данная ветвь может быть как квазиупругой, так и квазимагнитной. В обоих случаях закон дисперсии этой ветви квадратично зависит от k. При $\omega_{2k}\omega_{2sk} \gg r^2\omega_t^2$ ветвь $\omega_{5,6}$ является квазиупругой. При $\omega_{2k}\omega_{2sk} \ll r^2\omega_t^2$ ветви $\omega_{5,6}$ описывают чисто релаксационные колебания – соответственно квазиспиновые и квазиупругие. Именно эти две моды смягчаются при приближении к ОФП.

Отметим, что условие $\omega_{2k}\omega_{2sk} \ll r^2\omega_t^2$ на самом деле вблизи ОФП сводится к условию, накладываемому на параметры задачи. Так как при $k \Rightarrow 0$ и вблизи ОФП $\omega_{2k} \cong \omega_{me}$, $\omega_{2sk} \cong gM_0\alpha k^2$, то это условие может быть записано как $gM_0\alpha\omega_{me} \ll r^2 s_t^2$, то есть оно фактически сводится к условию, накладываемому на параметр затухания. При типичных значениях постоянных для ФМ $g \cong 1\cdot10^7\,Э^{-1}\cdot с^{-1}$, $M_0 \cong 1\cdot10^2\,Э$, $\alpha \cong 1\cdot10^{-12}\,см^{-2}$, $s_t \cong 1\cdot10^5\,см/с$, $b \cong 1\cdot10^2$, $\mu \cong 1\cdot10^{12}\,эрг/см^3$ получается следующее ограничение на параметр затухания: $r \gg 10^{-4}$. Это условие вполне может быть выполнено в области именно ОФП, так как известно, что затухание спиновых волн сильно возрастает при приближении к ОФП [4].

Вблизи ОФП $\omega_{3so} \Rightarrow 0$ спектр следует из (10)–(13) при замене $2 \Leftrightarrow 3$

Итак, в области ОФП все виды движения (как намагниченности, так и решетки) могут свестись к чисто релаксационным колебаниям. В этом случае переход происходит именно по релаксационным мягким модам. При учете МУ взаимодействия в спектре связанных колебаний ФМ всегда имеется слабозатухающая активационная квазиспиновая мода. Превращение смягчающейся квазиупругой ветви колебаний вблизи ОФП в чисто релаксационную может служить объяснением того, почему в экспериментах по измерению скорости звука в области ОФП до сих пор не наблюдались предсказываемое теорией ее 100% уменьшение в самой точке ОФП и ее дисперсия при приближении к точке ОФП [5,6].

Настоящая работа была частично поддержана грантом фонда Слоуна, присужденным Американским физическим обществом.

1. А.И.Ахиезер, В.Г.Барьяхтар, С.В.Пелетминский. Спиновые волны. М.: Наука, 1967.
2. Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский, Статистическая физика. Часть 2. М.: Наука, 1978.
3. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория упругости. М.: Наука, 1987.
4. В.Д.Бучельников, В.Г.Шавров, ФММ **68**, 421 (1989).
5. В.И.Ожогин, В.Л.Преображенский, ЖЭТФ **73**, 988 (1977).
6. И.М.Витебский, Н.К.Даньшин, А.И.Изотов и др., ЖЭТФ **98**, 334 (1990).