Физика низких температур, 1996, т. 22, № 3, с. 301–304

Магнитоупругая динамика ограниченных ферромагнетиков в окрестности спиновой переориентации

Н. М. Лавриненко, Е. П. Стефановский

Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины,
Украина, 340114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72
E-mail:stefan@host.dipt.donetst.ua

Статья поступила в редакцию 3 июля 1995 г., после переработки 25 сентября 1995 г.

Исследована магнитоупругая динамика в окрестности спин-переориентационного перехода типа мягкой моды в плоско-параллельной ферромагнитной пластине. Изучена зависимость величины динамического сдвига частоты квазизвука от толщины пластины и температуры.

Досліджено магнітопружню динаміку поблизу спін-переорієнтаційного переходу типу м'якої моди у плоско-паралельній феромагнітній пластинці. Вивчено залежність динамічного зсуву частоти квазізвуку від товщини пластинки та температури.

Хорошо известно [1,2], что если магнитный ориентационный фазовый переход является по симметрийной классификации собственным ферроэластическим переходом (параметр порядка линейно связан с неизоморфными деформациями кристаллической решетки), то в точке фазового перехода происходит размягчение моды квазиакустического типа (закон дисперсии звука меняется с линейного на квадратичный), а частота смягчающейся нормальной моды остается конечной из-за наличия стрикционных эффектов. В критической точке в спектре колебаний магнитного параметра порядка η возникает магнитоупругая щель, соответствующая однородным колебаниям магнитных моментов относительно «замороженных» деформаций основного состояния u_0 . В бесконечном кристалле однородные деформации не могут изменяться с конечной скоростью, поэтому кристаллическую решетку следует рассматривать как статическую. При этом частота колебаний параметра порядка определяется обобщенной динамической жесткостью системы

$$\kappa^{-1} = \left(\partial^2 w/\partial \eta^2\right)_{u=u_0}$$

(w — свободная энергия), которая всегда больше обычной статической обобщенной обратной восприимчивости

$$\kappa^{-1} > \chi^{-1} = \frac{d^2}{d\eta^2}\, w(\eta, u, (\eta)) .$$

В точке фазового перехода χ^{-1} обращается в нуль, в то время как κ^{-1} положительна во всей температурной области, включая критическую точку.

Температурная зависимость частоты колебаний параметра порядка аналогична зависимости κ^{-1}.

Приведенные выше соображения справедливы только при рассмотрении ферроэластических переходов в неограниченных кристаллах. В последние годы основное внимание сконцентрировано на исследовании магнитоупругих волн в слоях конечной толщины, для которых принципиальную роль играют граничные условия [3–7]. В [8] дан обзор теоретических и экспериментальных исследований быстрых магнитоупругих волн — своеобразного гибрида чисто магнитодипольных и упругих волн, для которых фазовая скорость в направлении вдоль слоя на несколько порядков превышает соответствующую скорость звука. В противоположность неограниченному кристаллу в упругих пластинах существуют моды Лэмба [9], фазовые скорости которых могут оказаться сравнимыми с фазовыми скоростями магнитостатических волн. Эффекты резонансного взаимодействия этих волн в ферромагнитных пластинах активно исследовались, поскольку такие магнитоупругие волны представляют собой, по существу, волноводные моды.

Представляет интерес изучение влияния ограниченности образца на частоту колебаний магнитных моментов и на упругие колебания в точке фазового перехода. Как показано в [10], для достаточно тонких пластин магнитоупругая щель отсутствует, что обусловлено подстройкой упру-

© Н. М. Лавриненко, Е. П. Стефановский, 1996

гой подсистемы к изменению направления магнитных моментов при свободных граничных условиях.

Для пластин промежуточной толщины ситуация кардинально отличается. В точке собственного ферроэластического перехода неизбежно появляется стрикционная щель в спектре колебаний параметра порядка, а в спектре колебаний упругой подсистемы наблюдается динамический сдвиг частоты. На примере спиновой переориентации «легкая ось» — «легкая плоскость» в тетрагональном ферромагнетике нами показано, что динамический сдвиг частоты в упругой подсистеме может иметь качественно различный характер в зависимости от того, в какой области температур мы находимся.

Рассмотрим монокристаллическую пластину толщиной h и с вектором нормали к поверхности $\mathbf{n}$, направленным вдоль оси $0Z$ тетрагонального ферромагнетика. Будем исходить из следующего гамильтониана:

$$H = \frac{1}{2} b\left(M_x^2 + M_y^2\right) + \frac{1}{4}\beta\left(M_x^2 + M_y^2\right)^2 + \frac{1}{2}\beta' M_x^2 M_y^2 + 2\lambda_{44} M_z\left(M_x u_{xz} + M_y u_{yz}\right) + 2C_{44}\left(u_{xz}^2 + u_{yz}^2\right) - \frac{1}{2}\mathbf{M}\mathbf{H}^m + \ldots , \quad (1)$$

где β, β' положительны; $\mathbf{H}^m$ — дипольное поле; $M_x^2 + M_y^2 + M_z^2 = M_0^2$ (M_0 — намагниченность насыщения); u_{ik} — компоненты тензора деформаций. В магнитоупругой части гамильтониана (1) опущены слагаемые типа $M_x^2 u_{xx}$, ..., учет которых сводится лишь к перенормировке частоты ФМР. Граничные условия в рассматриваемом здесь случае свободной поверхности (и в отсутствие внешнего магнитного поля) имеют вид [11]

$$\sigma_{ik} n_k\big|_s = 2\pi(\mathbf{M}\mathbf{n})^2 n_i\big|_s , \quad (2)$$

где тензор напряжений σ_{ik} определен обычным образом: $\sigma_{ik} = \delta H/\delta u_{ik}$. Граничные условия для $\mathbf{M}$ и $\mathbf{H}^m$ выполняются тождественно.

Решение уравнений равновесия магнитных моментов и упругих деформаций имеет такой же вид, как и в безграничной среде [12]. В зависимости от величины параметра $b^* = b^*(T)$ минимуму энергии отвечает одна из трех фаз.

Фаза 1

$$M_{0x} = M_0 , \quad M_{0z} = 0 , \quad (3)$$

область устойчивости $b^* + \beta^* M_0^2 \le 0$.

$$b^* = b - 4\pi - \frac{\lambda_{44}^2 M_0^2}{C_{44}} , \quad \beta^* = \beta + \frac{2\lambda_{44}^2}{C_{44}} .$$

Фаза 2

$$M_{0z}^2 = \left(b^* + \beta^* M_0^2\right)/\beta^* , \quad (4)$$

область устойчивости $0 \ge b^* \ge -\beta^* M_0^2$.

Фаза 3

$$M_{0z} = M_0 , \quad M_{0x} = 0 , \quad (5)$$

область устойчивости $b^* \ge 0$.

Рассмотрим зависимость динамического сдвига частоты от толщины пластины тетрагонального ферромагнетика в точке фазового перехода 1↔2, т.е. при

$$b^* + \beta^* M_0^2 = 0 . \quad (6)$$

Фазовый переход 1↔2 является собственным ферроэластическим переходом с однокомпонентным параметром порядка M_z (либо u_{xz}). Система линеаризованных уравнений движения в критической точке (6) имеет вид

$$\begin{gathered} i\omega M_y + \lambda_{44}^2 M_0^3 C_{44}^{-1} M_z + \lambda_{44} M_0^2 u_x' = 0 , \\ i\omega M_z - \beta' M_0^3 M_y = 0 , \\ \rho\omega^2 u_x + C_{44} u_x'' + \lambda_{44} M_0 M_z' = 0 , \\ \rho\omega^2 u_y + C_{44} u_y'' = 0 , \\ \rho\omega^2 u_z + C_{33} u_z'' = 0 , \quad i\omega M_x = 0 \end{gathered} \quad (7)$$

с граничными условиями

$$\begin{gathered} \left[\lambda_{44} M_0 M_z + C_{44} u_x'\right]_{z=0,h} = 0 , \\ u_y'\big|_{z=0,h} = 0 , \quad u_z'\big|_{z=0,h} = 0 . \end{gathered} \quad (8)$$

Штрихом здесь и далее обозначается дифференцирование по нормальной к пластине координате z. Ищем решение системы уравнений в виде $A \sim e^{ikz}$, тогда из первых трех уравнений (7) получаем

$$\begin{gathered} u_x = b_1 e^{ik_1 z} + b_2 e^{-ik_1 z} , \\ M_y = -\frac{\omega\rho\omega_{My}^2}{\lambda_{44}\beta' M_0^4 k_1}\left(b_1 e^{ik_1 z} - b_2 e^{-ik_1 z}\right), \\ k_1^2 = \left(\omega^2 - \omega_{My}^2\right)/s_t^2 , \end{gathered} \quad (9)$$

где $\omega_{My}^2 = \lambda_{44}^2 \beta' M_0^6/C_{44}$ — частота ФМР в критической точке (6) в неограниченном кристалле; $s_t =$

$= (C_{44}/\rho)^{1/2}$ — скорость поперечного звука. Решение (9) должно удовлетворять граничным условиям на поверхности пластины при $z = 0, h$. Принимая здесь, что амплитуда спиновой волны, возбуждаемой посредством магнитострикции, определяется амплитудой упругой волны, в соответствии с уравнениями (7), также и на поверхности пластины [7], приходим к следующим граничным условиям:

$$\frac{\omega^2}{k_1}\left(b_1 e^{ik_1 z} - b_2 e^{-ik_1 z}\right)_{z=0,h} = 0 . \qquad (10)$$

В случае, когда длина волны гораздо меньше толщины пластины, т.е. справедливо неравенство

$$k_1 h >> 1 , \qquad (11)$$

граничное условие (10) допускает решение

$$k_1 h = n_1 \pi, \quad \omega = \left[\omega_{My}^2 + n_1^2 \omega_0^2\right]^{1/2}, \quad n_1 = 1, 2, \ldots , \qquad (12)$$

где так называемая частота «отсечки» ω_0 имеет вид

$$\omega_0 = \pi s_t / h . \qquad (13)$$

При уменьшении толщины пластины (но при выполнении неравенства (11)) частота ω (12) возрастает, а при $h \to \infty$ величина $\omega \to \omega_{My}$. Таким образом, в ферромагнитной пластине в точке фазового перехода частота ω всегда больше соответствующей частоты ω_{My} ($n_1 \neq 0$). На толщине слоя h укладывается четное число сдвиговых полуволн.

Легко заметить, что если выполняется обратное неравенство

$$kh << 1 , \qquad (14)$$

то единственным решением, удовлетворяющим (10), является $\omega = 0$.

Если рассматривать колебания спиновой системы

$$M_z = a_1 e^{ik_1 z} + a_2 e^{-ik_1 z},$$

$$u_x = -\frac{i\lambda_{44} M_0 k_1}{\rho \omega_{My}^2}\left(a_1 e^{ik_1 z} - a_2 e^{-ik_1 z}\right),$$

то граничное условие (8) сводится к

$$\omega^2\left(a_1 e^{ik_1 z} + a_2 e^{-ik_1 z}\right)\Big|_{z=0,h} = 0$$

и, следовательно, допускает решение ($k_1 h >> 1$)

$$k_1 h = n\pi , \quad n = 0, 1, 2, \ldots ,$$

т.е. в точке фазового перехода частота низшей спиновой моды совпадает с частотой ω_{My} неограниченного кристалла.

Найдем теперь зависимость частоты от толщины пластины в точке фазового перехода 2↔3, т.е. при

$$b^* = 0 \qquad (15)$$

Фазовый переход 2↔3 является собственным ферроэластическим фазовым переходом с двухкомпонентным параметром порядка $\{M_x, M_y\}$ или $\{u_{xz}, u_{yz}\}$. Система линеаризованных уравнений движения в критической точке (15) имеет вид

$$\begin{aligned}
&i\omega M_x + \lambda_{44}^2 M_0^3 C_{44}^{-1} M_y + \lambda_{44} M_0^2 u_y' = 0 ,\\
&i\omega M_y - \lambda_{44}^2 M_0^3 C_{44}^{-1} M_x - \lambda_{44} M_0^2 u_x' = 0 ,\\
&\rho\omega^2 u_x + C_{44} u_x'' + \lambda_{44} M_0 M_x' = 0 ,\\
&\rho\omega^2 u_y + C_{44} u_y'' + \lambda_{44} M_0 M_y' = 0 ,\\
&\rho\omega^2 u_z + C_{33} u_z'' = 0 , \quad M_z = 0
\end{aligned} \qquad (16)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned}
&\left(\lambda_{44} M_0 M_x + C_{44} u_x'\right)_{z=0,h} = 0 ,\\
&\left(\lambda_{44} M_0 M_y + C_{44} u_y'\right)_{z=0,h} = 0 ,\\
&u_z'\Big|_{z=0,h} = 0 .
\end{aligned} \qquad (17)$$

При переходе к циркулярно-поляризованным волнам система уравнений (16) значительно упрощается, и ее решения имеют вид

$$\begin{aligned}
u_+ &= b_{1+} e^{iq_1 z} + b_{2+} e^{-iq_1 z},\\
q_1 &= \left\{\omega(\omega - \omega_{My})\right\}^{1/2}/s_t
\end{aligned} \qquad (18)$$

$$\begin{aligned}
u_- &= b_{1-} e^{iq_2 z} + b_{2-} e^{-iq_2 z},\\
q_2 &= \left\{\omega(\omega + \omega_{My})\right\}^{1/2}/s_t ,
\end{aligned} \qquad (19)$$

где $\omega_{My} = \lambda_{44}^2 M_0^3 / C_{44} = (b - 4\pi) M_0$ — магнитоупругая щель в неограниченном кристалле, а граничные условия имеют вид

$$\begin{aligned}
&\frac{\omega^2}{q_1}\left(b_{1+} e^{iq_1 z} - b_{2-} e^{-iq_1 z}\right)_{z=0,h} = 0 ,\\
&\frac{\omega^2}{q_2}\left(b_{1-} e^{iq_2 z} - b_{2-} e^{-iq_2 z}\right)_{z=0,h} = 0 .
\end{aligned} \qquad (20)$$

В случае, когда выполняются неравенства

$$q_1 h >> 1 , \quad q_2 h >> 1 ,$$

имеем для поляризации «+»

$$\omega^+ = \frac{\omega_{My}}{2} + \left(\frac{\omega_{My}^2}{4} + n_1^2 \omega_0^2\right)^{1/2}, \quad n_1 = 1, 2, \ldots \qquad (21)$$

для поляризации «−»

$$\omega^{-} = -\frac{\omega_{My}}{2} + \left(\frac{\omega_{My}^2}{4} + n_2^2\omega_0^2\right)^{1/2}, \quad n_1 = 1, 2, \ldots \tag{22}$$

(ω_0 определена формулой (13)). Упругие смещения и намагниченность при этом имеют вид

$$u^{+,-} = 2b_{1+,-}\cos q_{1,2}\, z\,,$$
$$M^{+,-} = \mp\frac{\lambda_{44}M_0^2 q_{1,2}}{\omega \mp \omega_{MY}}\sin q_{1,2}\, z\,. \tag{23}$$

При уменьшении толщины пластины так же, как и при фазовом переходе 1↔2, частоты (21), (22) возрастают. Однако необходимо подчеркнуть различие «ужесточения» системы при фазовых переходах 1↔2 и 2↔3.

При выполнении соотношений $q_1 h \ll 1$, $q_2 h \ll 1$ единственным решением является $\omega^{+,-} = 0$.

Отметим, что если аналогичный ферроэластический фазовый переход происходит в ромбическом ферромагнетике либо в антиферромагнетике любой сингонии, то во всех этих случаях реализуется зависимость типа (12).

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда фундаментальных исследований при Государственном комитете Украины по вопросам науки и технологий.

1. Е. А. Туров, В. Г. Шавров, *УФН* **140**, 429 (1983).
2. В. Г. Барьяхтар, И. М. Витебский, Ю. Г. Пашкевич, В. Л. Соболев, В. В. Тарасенко, *ЖЭТФ* **87**, 1028 (1984).
3. Б. Н. Филиппов, В. П. Лукомский, *ФММ* **34**, 682 (1972).
4. Б. Н. Филиппов, Ю. Г. Лебедев, В. Д. Болтачев, *ФММ* **49**, 1158 (1980).
5. Б. Н. Филиппов, *Автореф. дис... докт. физ.-мат. наук*, Свердловск (1980).
6. H. van de Vaart, H. Mathews, *Appl. Phys. Lett.* **16**, 153 (1970).
7. Р. Ле-Кроу, Р. Компстон, в кн.: *Физическая акустика*, У. Мэзон (ред.), Мир, Москва (1968), т. 3.
8. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, *Изв. вузов. Физика* **31**, 6 (1988).
9. Л. М. Бреховских, *Волны в слоистых средах*, Наука, Москва (1973).
10. В. В. Ганн, А. И. Жуков, *ФТТ* **22**, 3188 (1980).
11. В. В. Ганн, А. И. Жуков, *УФЖ* **26**, 927 (1981).
12. Е. А. Туров, В. Г. Шавров, *ФТТ* **7**, 217 (1965).

Magnetoelastic dynamics in bounded ferromagnetic samples near spin-reorientation phase transitions

N. M. Lavrinenko and E. P. Stefanovsky

The magnetoelastic dynamics is investigated in the neighborhood of the spin-reorientation transition of the «soft» mode type in ferromagnet plate. The dependence of the dynamic shift of quasisound frequencies on the plate thickness and temperature is considered.