АНОМАЛЬНОЕ УМЕНЬШЕНИЕ СКОРОСТИ ПРОДОЛЬНОГО ЗВУКА В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ В ОБЛАСТИ МАГНИТНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

В.Д.Бучельников, В.Г.Шавров

Институт радиотехники и электроники РАН, Москва
(Поступила в Редакцию 20 сентября 1994 г.)

Впервые теоретически предсказывается возможность аномального (вплоть до нуля) уменьшения скорости продольного звука в ферромагнетиках в области магнитных фазовых переходов типа порядок–беспорядок (точек Кюри).

Известно, что учет магнитоупругого (МУ) взаимодействия в магнетиках в области ориентационных фазовых переходов (ОФП) приводит наряду с эффектом образования МУ щели в спектре спиновых волн к квадратичному закону дисперсии как минимум одной из поперечных упругих волн [1]. Скорость распространения последних волн в теоретическом пределе в точке ОФП стремится к нулю при $k \to 0$ (k — волновое число). В реальных экспериментальных условиях это проявляется в аномальном уменьшении скорости поперечного звука (до 50%) при приближении к точке ОФП [2]. Аналогичный эффект аномального уменьшения скорости продольных упругих волн вблизи ОФП или других магнитных фазовых переходов до сих пор не предсказан. В области ОФП минимальное теоретическое значение скорости продольного звука определяется формулой $\tilde{s}_l = s_l(1 - s_t^2/s_l^2)^{1/2}$, где s_t, s_l — соответственно скорости невзаимодействующих поперечных и упругих волн [1]. Согласно этой формуле, максимальное теоретическое значение изменения скорости продольного звука $\Delta s_l/s_l$ не может превышать 30% (при $s_t = s_l/\sqrt{2}$ [3]). В экспериментальных работах в области ОФП и точки Кюри отмечается уменьшение скорости продольного звука [4–6], причем оно несколько меньше указанного теоретического предела.

В данной работе теоретически предсказывается возможность аномального (вплоть до нуля) уменьшения скорости продольного звука в ферромагнетиках (ФМ) в области магнитных фазовых переходов.

В качестве объекта исследования выберем двухосный ФМ, изотропный по упругим и МУ свойствам и находящийся в магнитном поле H, направленном, например, вдоль оси x. Плотность свободной энергии ФМ запишем как

$$F = F_m + F_{me} + F_e, \tag{1}$$

где

$$F_m = \alpha\left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_l}\right)^2 + \frac{1}{2}A\mathbf{M}^2 + \frac{1}{4}B\mathbf{M}^4 + \frac{1}{6}C\mathbf{M}^6 + \frac{1}{2}\beta_1 M_x^2 + \frac{1}{2}\beta_2 M_y^2 + \frac{1}{2}\beta_3 M_z^2 - M_x H,$$

$$F_{me} = \frac{1}{2}b_0\mathbf{M}^2 U_{ll} + \frac{1}{2}b_1 M_i M_k U_{ik}, \quad F_e = \frac{1}{2}\lambda U_{ll}^2 + \mu U_{ik}^2. \tag{2}$$

Здесь α, A, B, C, β_i, b_i, λ, μ — постоянные обмена, анизотропии, магнитострикции и упругости соответственно, $\mathbf{M}$ — намагниченность ФМ, $\hat{U}$ — тензор деформаций. Не ограничивая общности, рассмотрим далее случай $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H} \parallel \mathbf{x}$. Эта фаза устойчива при

$$\beta_2 - \beta_1 + H/M \geqslant 0, \quad \beta_3 - \beta_1 + H/M \geqslant 0, \quad 2\tilde{B}M^2 + 4CM^4 + H/M \geqslant 0, \tag{3}$$

где величина M определяется из уравнения

$$(A + \beta_1 + \tilde{B}M^2 + CM^4)M = H, \tag{4}$$

а $\tilde{B}$ — перенормированная МУ взаимодействием обменная постоянная.

$$\tilde{B} = B - \left[b_0 b_1 + 3b_0^2/2 + b_1^2(\lambda+\mu)/2\mu\right]/(3\lambda + 2\mu). \tag{5}$$

Тензор равновесных деформаций $U_{ik}^{(0)}$ в фазе $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H} \parallel \mathbf{x}$ имеет вид

$$U_{ik}^{(0)} = -\frac{2b_0\mu - \lambda b_1}{4\mu(3\lambda + 2\mu)}M^2\delta_{ik} - \frac{b_1}{4\mu}M_i M_k. \tag{6}$$

При описании динамики магнитной и упругой подсистем ФМ исходим из уравнений Ландау–Лифшица с учетом релаксации намагниченности и из теории упругости

$$\dot{\mathbf{M}} = g[\mathbf{M}\mathbf{H}_{\text{eff}}] + gM(\lambda_2\mathbf{H}_{\text{eff}} - \lambda_1[\mathbf{M}[\mathbf{M}\mathbf{H}_{\text{eff}}]]/M^2), \tag{7}$$

$$\rho\ddot{u}_i = \partial\sigma_{ik}/\partial x_k, \tag{8}$$

где ρ — плотность вещества, $\mathbf{u}$ — вектор смещения, g — гиромагнитное отношение, $\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\delta F/\delta\mathbf{M}$, $\sigma_{ik} = \partial F/\partial U_{ik}$.

Линеаризованная система уравнений (7), (8), описывающая динамику взаимодействия только продольных упругих колебаний с магнитной подсистемой, для волн, распространяющихся вдоль оси $\mathbf{x}$, имеет вид

$$(\omega + i\lambda_2\omega_{1k})m_x - gM^2\lambda_2(b_0 + b_1)ku_x = 0,$$

$$(\omega^2 - \omega_l^2)u_x + \frac{1}{\rho}ik(b_0 + b_1)Mm_x = 0. \tag{9}$$

Здесь m_x, u_x — фурье-компоненты осциллирующих частей намагниченности ФМ и вектора смещений, $\omega_l = s_l k$, $s_l = [(\lambda + 2\mu)/\rho]^{1/2}$ — скорость невзаимодействующего продольного звука, $-i\lambda_2\omega_{1k}$ — частота релаксации продольной компоненты намагниченности.

$$\omega_{1k} = gM(\alpha k^2 + A + \beta_1 + 3\tilde{B}M^2 + 5CM^4 + h_{me1}), \tag{10}$$

где безразмерное МУ поле

$$h_{me1} = M^2 \left[\mu(b_0 + b_1)^2 + 2\mu b_0^2 + \lambda b_1^2\right] / \mu(3\lambda + 2\mu). \tag{11}$$

Отметим, что поперечные компоненты намагниченности и вектора смещений в исследуемом случае не взаимодействуют с их продольными компонентами, и поэтому здесь не рассматриваются.

Дисперсионное уравнение МУ колебаний, согласно (9), имеет вид

$$(\omega^2 - \omega_l^2)(\omega + i\lambda_2\omega_{1k}) + i\lambda_2\omega_l^2\omega_{me} = 0, \tag{12}$$

где

$$\omega_{me} = gMh_{me2} = gM^3(b_0 + b_1)^2/(\lambda + 2\mu). \tag{13}$$

Решение уравнения (12) приближенно можно записать следующим образом. Если выполняется условие $\omega_l^2 \ll \lambda_2^2\omega_{1k}(\omega_{1k} - \omega_{me})$ (или $s_l \ll v_{\min}$, где $v_{\min}$ — минимальная фазовая скорость релаксационных колебаний), то

$$\omega_{1,2} = \pm\omega_l(\omega_{1k} - \omega_{me})/\omega_{1k} - i\omega_l^2/2\lambda_2\omega_{1k}, \quad \omega_3 = -i\lambda_2\omega_{1k}. \tag{14}$$

При $\lambda_2^2\omega_{1k}^2 \gg \omega_l^2 \gg \lambda_2^2\omega_{1k}(\omega_{1k} - \omega_{me})$ имеем

$$\omega_1 = -i\lambda_2(\omega_{1k} - \omega_{me}), \quad \omega_2 = -i\omega_l^2/\lambda_2\omega_{1k}, \quad \omega_3 = -i\lambda_2\omega_{1k}. \tag{15}$$

В случае же $\omega_1 \gg \lambda_2\omega_{1k}$ получаем

$$\omega_{1,2} = \pm\left(\omega_l^2 - \frac{1}{4}\lambda_2^2\omega_{1k}^2\right)^{1/2} - \frac{i}{2}\lambda_2\omega_{1k}, \quad \omega_3 = -i\lambda_2(\omega_{1k} - \omega_{me}). \tag{16}$$

Отсюда видно, что только ветви $\omega_{1,2}$ в (14) и (16) описывают распространяющиеся (слабозатухающие) квазиупругие продольные волны. Решения же (15) являются чисто релаксационными. В этой области волновых чисел нет распространяющихся волн.

Рассмотрим поведение слабозатухающих ветвей $\omega_{1,2}$ в области магнитного фазового перехода (точка Кюри), который определяется знаком равенства в третьем условии устойчивости фазы $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H} \parallel \mathbf{x}$ (3). В зависимости от знака константы $\tilde{B}$ при $H = 0$ этот переход является переходом второго рода ($\tilde{B} > 0$) или переходом первого рода ($\tilde{B} < 0$) [7]. В точке Кюри в первом случае $M \to 0$, а во втором случае M остается конечной. Из-за различного значения намагниченности в точке Кюри при фазовых переходах второго и первого рода рассмотрим поведение спектра колебаний ФМ в них по отдельности.

Пусть сначала $\tilde{B} < 0$. В самой точке Кюри при $H = 0$ и в длинноволновом пределе $\alpha k^2 \ll h_{me1}$ ветви $\omega_{1,2}$ запишутся как

$$\omega_{1,2} = \pm\omega_l(\alpha k^2 + h_{me1} - h_{me2})/h_{me1}. \tag{17}$$

Отсюда следует, что аномальное уменьшение скорости продольных квазиупругих волн $\tilde{s}_l = |\omega_{1,2}|/k$ будет иметь место только тогда, когда

$h_{me1} = h_{me2}$, т.е. между константами магнитострикции и упругости выполняется соотношение

$$2\mu b_0 = \lambda B_1. \tag{18}$$

При выполнении (18) закон дисперсии квазиупругих продольных колебаний зависит от волнового числа как k^3

$$\omega_{1,2} = \pm s_l \alpha k^3 / h_{me1} \tag{19}$$

(для поперечных упругих волн в точках ОФП $\omega_t \propto k^2$ [1]). Скорость же $\tilde{s}_l$ будет квадратично зависеть от k

$$\tilde{s}_l = s_l \alpha k^2 / h_{me1} \tag{20}$$

и стремится к нулю при $k \to 0$.

Отметим, что условие $\omega_l^2 \ll \lambda_2^2 \omega_{1k}(\omega_{1k} - \omega_{me})$ в точке перехода при выполнении (18) становится условием, накладываемым на постоянные ФМ:

$$s_l^2 \ll \lambda_2^2 g M \alpha \omega_{me} = v_{\min}^2. \tag{21}$$

Это условие в принципе может быть выполнено либо за счет увеличения параметра затухания λ_2 вблизи точки Кюри, либо за счет того, что в частоту ω_{me} входит постоянная объемной магнитострикции b_0, которая в области перехода обычно очень велика [8].

При выполнении условия, обратного (21), спектр колебаний ФМ в области волновых чисел $k \ll \lambda_2 \omega_{me}/s_l$ будет определяться формулами (15). В этом случае при $k \to 0$ все колебания являются чисто релаксационными с квадратичной зависимостью от k. В области волновых чисел $k \gg \lambda_2 \omega_{me}/s_l$ ветвь $\omega_{1,2}$ (16) описывает слабозатухающие продольные квазиупругие колебания с линейным законом дисперсии.

Отметим также тот факт, что одна из релаксационных ветвей колебаний (ω_3), а именно та, которая соответствует невзаимодействующей релаксационной моде продольных колебаний намагниченности в точке перехода при $k \to 0$ и учете МУ взаимодействия, становится активационной с активацией $\propto \lambda_2 \omega_{me}$. Это говорит о том, что в точке Кюри время релаксации продольных колебаний намагниченности $\tau \propto |\omega_3|^{-1}$ остается конечным. При учете магнитного поля фазовый переход первого рода сохраняется при малых H и отсутствует при больших H [9]. В этом случае аномальное уменьшение (вплоть до нуля) следует ожидать только в области малых полей.

Рассмотрим далее случай $\tilde{B} > 0$. При этом если $H = 0$, то фазовый переход является фазовым переходом второго рода, при подходе к которому $M \to 0$. Следовательно, вблизи точки перехода, согласно (14)–(16), могут существовать только либо чисто релаксационные колебания (15), либо продольные упругие волны (16), поскольку условие $\omega_l^2 < \lambda_2^2 \omega_{1k}(\omega_{1k} - \omega_{me})$, переходящее при выполнении (18) в (21) в самой точке перехода, при $M \to 0$ не может выполняться. Если $H \neq 0$, то фазовый переход отсутствует [9]. Тем не менее здесь можно ожидать существенное уменьшение скорости продольного звука при малых полях, когда продольная восприимчивость ФМ велика. Действительно, если величина магнитного поля такова, что выполняются условия (18) и (21), то закон дисперсии ветвей $\omega_{1,2}$ в длинноволновом случае $\alpha k^2 \ll h_{me1}$ может быть записан в виде

$$\omega_{1,2} = \pm\omega_l(1+\chi\alpha k^2)/(1+\chi h_{me1}), \tag{22}$$

где $\chi^{-1} = A + \beta_1 + 3\tilde{B}M^2 + 5CM^4$ — дифференциальная восприимчивость ФМ. При $H \to 0$ в точке Кюри $\chi \to \infty$. Скорость продольных квазиупругих волн при $k \to 0$ выражается формулой

$$\tilde{s}_l = s_l/(1+\chi h_{me1}). \tag{23}$$

Отсюда следует, что при $\chi h_{me1} \gg 1$ можно наблюдать существенное уменьшение скорости продольного звука и в области фазового перехода второго рода. Однако теоретического предела $\tilde{s}_l \to 0$, как для перехода первого рода, при $\tilde{B} < 0$ здесь нет, так как в самой точке перехода $M = 0$.

Проведенное в данной работе исследование взаимодействия продольных колебаний намагниченности и вектора упругих смещений позволяет сделать следующие выводы.

Вдали от точки Кюри в случае, когда минимальная фазовая скорость релаксационных колебаний $v_{\min}$ меньше скорости продольного звука s_l, существует область волновых чисел, в которой все колебания являются нераспространяющимися (15).

Если в точке Кюри происходит фазовый переход первого рода (это возможно при отрицательной обменной константе $\tilde{B}$), то при $v_{\min} \gg s_l$ и $k \to 0$ закон дисперсии квазиупругих волн кубично зависит от k (19), а скорость этих волн стремится к нулю при $k \to 0$ (20). Такое поведение продольного квазизвука имеет место при определенном соотношении между константами упругости и магнитоупругости ФМ (18).

Аномальное уменьшение скорости продольного звука вблизи фазового перехода второго рода (при $\tilde{B} > 0$) также возможно (23), однако скорость не может уменьшаться до нуля как при переходе первого рода.

Одна из релаксационных ветвей, соответствующая релаксации намагниченности, в точке Кюри имеет активацию, определяемую МУ взаимодействием. Это говорит о том, что при учете МУ связи время продольной релаксации намагниченности в точке Кюри остается конечным, а не стремится к бесконечности, как в случае отсутствия МУ взаимодействия [10].

Отметим, что в работе не рассматривалось влияние возрастания флуктуаций в непосредственной близости точки Кюри. Поэтому все результаты, полученные выше, справедливы для области вблизи точки Кюри, в которой флуктуациями можно пренебречь. Однако по аналогии с релаксацией в жидком гелии можно ожидать, что эффект аномального уменьшения скорости продольного звука будет иметь место и во флуктуационной области (см., например, [10]).

Список литературы

[1] Туров Е.А., Шавров В.Г. УФН **140**, *3*, 429 (1983).
[2] Ожогин В.И., Преображенский В.Л. УФН **155**, *4*, 593 (1977).
[3] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М. (1987), 248 с.
[4] Gorodetsky G., Luthy B. Phys. Rev. **B2**, *9*, 3688 (1970).
[5] Даньшин Н.К., Жерлицын С.В., Звада С.С. и др. ЖЭТФ **93**, *6*, 2151 (1987).
[6] Ле-Кроу З., Комсток Р. Физическая акустика / Под ред. У.Мэзона. М. (1968), Т. 3, Ч. Б.
[7] Гуфан Ю.М. Термодинамическая теория фазовых переходов. Ростов (1982), 266 с.
[8] Белов К.П. Магнитострикционные явления и их технические приложения. М. (1987), 160 с.
[9] Изюмов Ю.А., Сыромятников В.Н. Фазовые переходы и симметрия кристаллов. М. (1984), 248 с.
[10] Паташинский А.З., Покровский В.Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. М. (1982), 382 с.