Письма в ЖЭТФ, том 31, вып. 5, стр. 308 – 311 *5 марта 1980 г.*

МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Е.А.Туров, А.А.Луговой

Рассмотрены магнитоупругие колебания доменной границы в легкоосном антиферромагнетике, связанные с наличием в ней неоднородных магнитострикционных деформаций. Предсказываются новые резонансы доменной границы, в том числе, низкочастотный резонанс, характерный для легкоплоскостного антиферромагнетика.

В однородных (однодоменных) ферро- и антиферромагнетиках существуют так называемые эффекты магнитоупругой щели (МУ-щели) [1, 2] (или эффекты "застывшей решетки" [3]), обусловленные влиянием спонтанных магнитострикционных деформаций в основном состоянии магнитоупорядоченной системы на спектр связанных магнитоупругих колебаний.

Как для физики магнетизма, так и физики вообще представляет интерес рассмотреть аналогичные эффекты для МУ-колебаний доменных границ. Последние нарушают не только вращательную (как в однодоменном случае), но и трансляционную симметрию. Речь идет об учете влияния неоднородных (по нормали к доменной границе) спонтанных магнитоупругих деформаций на спектр связанных колебаний границы и звука.

Предполагая существование доменной границы [4], в которой вектор $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$ вращается от направления $\mathbf{L} \uparrow\uparrow Z$ (полярный угол $\theta = 0$) при $y = -\infty$ к направлению $\mathbf{L} \uparrow\downarrow Z$ ($\theta = \pi$) при $y = +\infty$ и полагая также, что азимутальный угол ϕ остается при этом постоянным, из условия минимума полной энергии легкоосного антиферромагнетика находим сперва равновесное распределение локальных намагниченностей подрешеток $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$ (определяемых модулями $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$ и углами θ_i, ϕ_i) и деформаций u_{lk}, соответствующее блоховской границе (вращение в плоскости XZ) и неелевской границе (вращение в плоскости YZ). В частности, для последней[1)]:

$$\theta_1 = \pi - \theta_2 = \theta, \qquad \phi_1 = \phi_2 - \pi = \pi/2, \qquad u_{xy} = u_{xz} = 0, \tag{1}$$

$$u_{xx} = u_{xx}(\pm\infty) = u_{yy}(\pm\infty) \equiv U_\perp, \qquad u_{zz} = u_{zz}(\pm\infty) \equiv U_{||},$$

$$u_{yz} = -\frac{B_{44}}{4C_{44}}\sin 2\theta, \qquad u_{yy} = U_\perp - \frac{B_{||}}{C_{||}}\sin^2\theta, \tag{2}$$

$$\operatorname{ctg}\theta = -\sqrt{d}\,\operatorname{sh}\frac{y}{\Delta}, \qquad d = 1 + \frac{K_2^*}{K_1^*}, \qquad \Delta^2 = \frac{A}{K_1^*}, \tag{3}$$

1) Для блоховской границы, которую мы здесь не рассматриваем, с точки зрения интересующих нас эффектов получаются сходные результаты.

где $C_{\alpha\beta}$ и $B_{\alpha\beta}$ – упругие и магнитоупругие константы, нумеруемые стандартным образом двумя индексами; A – обменная константа при $L^{-2}(\partial\mathbf{L}/\partial x_k)^2$; K_1^* и K_2^* – перенормированные магнитострикцией константы анизотропии (при L_z^2 и L_z^4). Обратим внимание на существование неоднородных деформаций (2) в доменной границе.

Если теперь записать обычным образом линеаризованные уравнения движения для однородных в плоскости XZ связанных колебаний намагниченностей ($\Delta M_{1,2}$) и смещений (Δu_i) вблизи основного состояния (1) – (3), то можно показать, что они распадаются на две независимые подсистемы соответственно для переменных:

$$\text{I.}\quad \Delta M_x,\quad \Delta L_y,\quad \Delta L_z,\ \Delta u_y,\ \Delta u_z, \tag{4}$$

$$\text{II.}\quad \Delta L_x,\quad \Delta M_y,\quad \Delta M_z,\quad \Delta u_x\ (\mathbf{M}=\mathbf{M}_1+\mathbf{M}_2)\ . \tag{5}$$

Для моды колебаний типа I обращаются в нуль переменные из набора II и наоборот. Приближенное решение этих подсистем приводит к дисперсионным уравнениям вида:

$$\text{I.}\quad \omega^2[\Phi(\omega)-1]=1, \tag{6}$$

$$\text{II.}\quad \omega\approx\omega_{MY}-i\Gamma, \tag{7}$$

где

$$\Phi(\omega)=\beta_1\int\frac{x^3}{\operatorname{sh}^2 x}\cdot\frac{dx}{\dfrac{\omega}{\omega_y}-x+i0}+\beta_2\int\frac{x^3}{\operatorname{ch}^2 x}\,\frac{dx}{\dfrac{\omega}{\omega_z}-x+i0}\equiv\Phi_1(\omega)-i\Phi_2(\omega), \tag{8}$$

$$\beta_1=\frac{\omega_{MY1}^2}{\omega_y^2};\qquad \beta_2=\frac{B_{44}}{8B_{11}}\frac{C_{11}}{C_{44}}\beta_1;\quad \omega_{MY1}^2=\frac{\gamma^2 A_\circ B_{11}^2}{2C_{11}M_\circ^2} \tag{9}$$

($A_\circ$ – константы однородного обмена при M^2).

$$\omega_{MY}\approx\frac{\gamma^2 A_\circ}{3M_\circ^2}\left[\frac{4B_{44}}{C_{44}}+\frac{4B_{11}(B_{11}-B_{12})}{C_{11}}-\frac{(B_{11}-B_{12})^2}{C_{11}-C_{12}}\right], \tag{10}$$

$$\frac{\Gamma}{\omega_{MY}}\approx\frac{\omega_{MY2}^2\,\omega}{\omega_{MY}^2\,\omega_x};\qquad \omega_{MY2}^2=\frac{\gamma^2 A_\circ(B_{11}-B_{12})^2}{4(C_{11}-C_{12})M_\circ^2}, \tag{11}$$

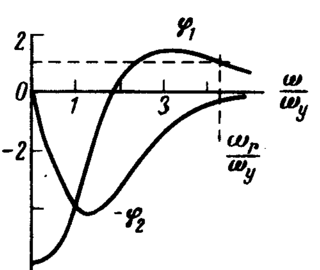
$$\omega_i = s_i/\Delta, \quad s_x = \sqrt{(C_{11} - C_{12})/\rho}, \; s_y = \sqrt{C_{11}/\rho}, \; s_z = \sqrt{2C_{44}/\rho}. \tag{12}$$

Формулы (8) – (12) приведены для простейшего частного случая $d = 1$ ($K_2^* = 0$). Более общий случай, который будет рассмотрен в другом месте, не содержит каких-либо принципиальных отличий (если исключить крайний предел очень малых значений d).

Корень $\omega = 0$ уравнения (6) соответствует голдстоуновской моде, связанной с вырождением основного состояния относительно равновесных трансляций доменной границы. Корни уравнения

$$\Phi_1(\omega) = 1 \tag{13}$$

следующего из (6) после отщепления голдстоуновской моды, дают квазилокальные (или резонансные) моды, соответствующие относительным колебаниям доменной границы и созданных ею неоднородных деформаций. В качестве иллюстрации на рисунке схематически представлено графическое решение уравнения (13) для случая $\beta_2 << \beta_1$. Вещественные корни существуют лишь при условии $\Phi_1(\omega_{max}) > 1$ или по порядку величины $\beta_1 > 1$, что согласно (9) имеет простой физический смысл: частота ω_y перестройки деформаций на толщине Δ меньше характерной магнитоупругой частоты ω_{MY1}. К сожалению, такое может иметь место лишь для антиферромагнетиков с некоторыми экстремальными значениями параметров (например, при $B_{\alpha\beta} \sim 10^8$ эрг/см^3, если $\Delta \sim \sim 10^{-6}$ см, $A_0/M_0 \sim 10^6$ Э, $M_0 \sim 10^2$ Э). Эти колебания будут затухающими, так как при их возбуждении (переменным магнитным полем, направленным по нормали к границе – оси Y) согласно (4) должны генерироваться упругие волны с длиной волны порядка Δ. Затухание описывается мнимой частью выражения (8), которая также представлена на рисунке. Из рисунка видно, что резонансной является лишь верхняя мода (ω_r), для которой затухание может быть достаточно малым.



Более интересной, по-видимому, является другая резонансная мода II (7), частота которой определяется формулой (10), а затухание – (11). Эта мода возбуждается переменным полем, параллельным оси Z, и при этом генерируется поперечный звук Δu_x, расходящийся по нормали от границы. Если такой звук, напротив, падает на границу, то при частоте (10) он будет резонансным образом рассеиваться на ней. Заметим, что частота (10) представляет собой МУ-щель для соответствующей ветви "внутриграничных" (двумерных) спиновых волн, аналогичную таковой для объемных спиновых волн [2].

Экспериментальное обнаружение предсказываемых магнитоупругих резонансов доменной границы представляло бы несомненный интерес как один из конкретных примеров проявления нарушенной трансляционной симметрии в системе связанных волн различного типа.

Поступила в редакцию
29 января 1980 г.

Литература

[1] А.С.Боровик-Романов, Е.Г.Рудашевский. ЖЭТФ, 47, 2095, 1964.

[2] Е.А.Туров, В.Г. Шавров. ФТТ, 7, 217, 1965.

[3] B.R.Cooper. Solid State Physics, 21, Academic Press., p. 393, 1968.

[4] B.K.Tanner. Contemp. Phys., 20, 187, 1979.