Физика твердого тела, 1997, том 39, № 5

Электромагнитное возбуждение ультразвука в антиферромагнетиках

© *В.Д. Бучельников, А.Н. Васильев*, Ю.А. Никишин*

Челябинский государственный университет,
454136 Челябинск, Россия
*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия

(Поступила в Редакцию 1 октября 1996 г.)

Теоретически исследовано возбуждение ультразвука в полубесконечных коллинеарных двухподрешеточных антиферромагнитных металлах. Рассмотрен случай, когда релаксация в магнитной подсистеме настолько велика, что изменения векторов ферро- и антиферромагнетизма не успевают следовать за изменением вектора смещений и векторов электромагнитного поля, а также обратный случай. Впервые показано, что в обоих случаях при низких температурах в нулевом постоянном магнитном поле возбуждается только поперечный звук, а при высоких температурах в области точки Нееля возбуждается только продольный звук. Показано также, что в антиферромагнетиках в отличие от ферромагнетиков имеет место линейная генерация звука в нулевом постоянном магнитном поле, а эффективность бесконтактной генерации звука, как правило слабее.

Исследованию процессов электромагнитно-акустического преобразования (ЭМАП) в ферромагнитных металлах посвящено достаточно большое количество работ (см., например, обзор [1] и библиографию в нем). Эти же процессы в антиферромагнитных металлах практически еще не изучены, хотя известно, что многие аналогичные эффекты в антиферромагнетиках усиливаются однородным обменом [2]. В данной работе исследованы процессы ЭМАП в полубесконечных антиферромагнитных коллинеарных двухподрешеточных металлах за счет магнитоупругого и индукционного механизмов.

Пусть на поверхность упруго- и магнитоупругоизотропного антиферромагнетика типа легкая плоскость с основным состоянием, в котором вектор антиферромагнетизма $\mathbf{L}$ и вектор ферромагнетизма $\mathbf{M}$ лежат в плоскости образца (по осям $\mathbf{y}$ и $\mathbf{x}$ соответственно) и перпендикулярны волновому вектору $\mathbf{k}$, падает электромагнитная волна $h_x = h_0 \exp(-i\omega t + ikz)$. Внешнее магнитное поле $\mathbf{H}$ направлено вдоль оси $\mathbf{x}$.

Для нахождения амплитуд возбуждаемых электромагнитным полем ультразвуковых волн требуется решить связанную систему уравнений упругости, Ландау–Лифшица и Максвелла

$$\rho \ddot{u}_i = \partial\sigma_{ik}/\partial x_k + [\mathbf{j}, \mathbf{B}]_i/c,$$

$$\dot{\mathbf{M}} = g\{[\mathbf{M}, \mathbf{H_M}] + [\mathbf{L}, \mathbf{H_L}]\} + gM_0 r\mathbf{H_M},$$

$$\dot{\mathbf{L}} = g\{[\mathbf{M}, \mathbf{H_L}] + [\mathbf{L}, \mathbf{H_M}]\} + gM_0 r\mathbf{H_L},$$

$$\mathrm{rot}\mathbf{H} = 4\pi\mathbf{j}/c, \quad \mathrm{rot}\mathbf{E} = -\partial\mathbf{B}/\partial t,$$

$$\mathrm{div}\mathbf{E} = 0, \quad \mathrm{div}\mathbf{B} = 0. \qquad (1)$$

Здесь ρ — плотность металла, $\mathbf{u}$ — вектор смещения, $\sigma_{ik} = \partial F/\partial u_{ik}$ — тензор упругих и магнитоупругих напряжений, F — плотность свободной энергии, u_{ik} — тензор деформаций, c — скорость света, $\mathbf{j} = \sigma\mathbf{E}$ — плотность тока, $\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}$ — магнитная индукция, g — гиромагнитное отношение, M_0 — намагниченность насыщения подрешеток, $\mathbf{H}_{\mathbf{M},\mathbf{L}}$ — эффективные поля для векторов ферро- и антиферромагнетизма соответственно, r — параметр релаксации в магнитной подсистеме. Плотность свободной энергии антиферромагнетика имеет вид [1,3,4]

$$F = A'\mathbf{L}^2/2 + B'\mathbf{L}^4/4 + D(\mathbf{ML})^2/2 + D'\mathbf{M}^2\mathbf{L}^2/2 + a\mathbf{M}^2/2 - \mathbf{HM} + \frac{1}{2}\beta L_z^2 + b_0 L^2 u_{ll}/2 + bL_iL_k u_{ik}/2 + \lambda_1 u_{ll}^2/2 + \lambda_2 u_{ik}^2. \qquad (2)$$

Здесь A', a, B', D, D' — постоянные однородного обмена внутри и между подрешетками, β — константа анизотропии, b_0 и b — постоянные обменной и релятивистской магнитострикции, λ_1 — модули упругости. Указанная система связанных уравнений должна решаться при учете стандартных граничных условий на электромагнитное поле, тензор напряжений и намагниченности подрешеток.

Анализ системы (1) показывает, что эффективность ЭМАП существенно зависит от скорости релаксации в магнитной подсистеме.

Рассмотрим сначала случай, когда релаксация в магнитной подсистеме настолько велика, что изменения векторов ферро- и антиферромагнетизма не успевают следовать за изменениями вектора смещений и векторов электромагнитного поля. Этот случай соответствует приближению $\omega \ll r\omega_E$, где $\omega_E = gM_0(a + D'L^2)$ — обменная частота, $L = 2M_0$ — равновесное значение модуля вектора антиферромагнетизма. При пренебрежении временно́й и пространственной дисперсией тензора магнитной восприимчивости χ_{ik}, что имеет место вдали от различных резонансов [1], линеаризованная вблизи положения равновесия система исходных уравнений, описывающая распространение взаимодействующих упругих и электромагнитных волн, запишется в виде

$$\ddot{u}_y = \tilde{s}_t^2 \frac{\partial u_y}{\partial z^2} - \frac{bLMr\omega_E}{2\rho\omega_{10}}\chi_\perp \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} - \frac{bLr\omega_E}{\rho\omega_{10}}\chi_\perp \frac{\partial h_x}{\partial z},$$

$$\ddot{u}_z = \tilde{s}_l^2 \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} - \frac{ib_0 bLM\omega}{2\rho\omega_{10}\omega_B}\omega'_E\chi_\perp \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2} - \frac{1}{\rho}\left[\frac{1}{4\pi}B + \frac{Mb_0}{\omega_B}\omega''_E\chi_\perp\right]\frac{\partial h_x}{\partial z},$$

$$\frac{\partial^2 h_x}{\partial z^2} = \frac{4\pi\sigma}{c^2}\left\{\frac{2i\pi\omega bL}{\omega_{10}}\chi_\perp\frac{\partial \dot{u}_y}{\partial z} + (B + 4\pi Mb_0\chi_\perp)\frac{\partial \dot{u}_z}{\partial z} + \mu_\perp\frac{\partial h_x}{\partial t}\right\}, \qquad (3)$$

где

$$\tilde{s}_t^2 = \lambda_2(1-\xi_t)/\rho, \quad \xi_t = b^2L^2\omega_E\chi_\perp/4\omega_{10}\lambda_2,$$

$$\tilde{s}_l^2 = (\lambda_1 + 2\lambda_2)(1-\xi_l)/\rho,$$

$$\xi_l = (b_0^2M^2/\omega_B)\left(\omega'_D + \frac{1}{2}\omega_E\right)\chi_\perp/(\lambda_1 + 2\lambda_2),$$

$$\omega'_E = \omega'_B + (1/2)\omega_E, \quad \omega''_E = \omega_E + (1/2)\omega'_D,$$

$\chi_\perp = gL/\omega_E$ — статическая перпендикулярная магнитная восприимчивость, $\mu_\perp = 1 + 4\pi\chi_\perp$, $\omega_{10}^2 = \omega_0^2 + \omega_E\omega_{me}$, $\omega_0 = g\beta L$ — частота спиновых волн без учета магнитоупругой связи, $\omega_{me} = gb^2L^3/4\lambda_2$ — характерная частота магнитоупругого взаимодействия, $\omega_D = gL^3D'$, $\omega_B = gL^3B'$ — обменные частоты.

Решение данной системы уравнений совместно с граничными условиями на электромагнитное поле и тензор напряжений [1] приводит к следующим результатам.

Вдали от температуры Нееля, когда можно пренебречь обменной магнитострикцией и при $H = 0$ ($M = 0$), в антиферромагнетике возбуждается только поперечный звук с амплитудой

$$u_y = \left(\frac{c}{s_t}\right)^2 \frac{\chi_{\text{eff}} bLh_0}{4\pi\rho s_t\sigma\mu_\perp(1+\beta_t^2)^{1/2}}, \qquad (4)$$

где $\chi_{\text{eff}} = (rgL/\omega_0)(\omega_{10}/\omega_0)^{1/2}$, $\beta_t = (\delta^2\omega_{10})/\mu_\perp\lambda^2\omega_0$, $\delta^2 = c^2/4\pi\sigma\omega$ — квадрат толщины скин-слоя в немагнитном металле, $s_t = (\lambda_2/\rho)^{1/2}$ — скорость поперечного звука, $\lambda = s_t/\omega$ — длина упругой волны.

Вблизи точки Нееля, когда можно пренебречь релятивистской магнитострикцией, в отсутствие постоянного магнитного поля как поперечный, так и продольный звук вообще не возбуждается, а в магнитном поле возбуждается только продольный звук с амплитудой

$$u_z = \frac{i(H + 4\pi M)h_0}{4\pi\rho s_l\omega}, \qquad (5)$$

где $s_l = (\lambda_1 + 2\lambda_2)^{1/2}\rho^{-1/2}$ — скорость продольного звука. При выводе этой формулы предполагалось, что перпендикулярная магнитная восприимчивость антиферромагнетика практически не имеет особенности в точке Нееля, поэтому магнитоупругий механизм генерации продольного звука неэффективен.

В случае малой релаксации (приближение $\omega \gg r\omega_E$), когда магнитная подсистема успевает подстраиваться под изменения, происходящие в упругой и электромагнитной подсистемах, линеаризованная система уравнений принимает вид

$$\ddot{u}_y = \tilde{s}_t^2\frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2} + \frac{ibLMb_0\omega}{2\rho\omega_{10}}\chi\frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} + \frac{i\omega bL}{2\rho\omega_{10}}\chi\frac{\partial h_x}{\partial z},$$

$$\ddot{u}_z = \tilde{s}_l^2\frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} - \frac{ibb_0LM\omega}{\rho\omega_{10}}\chi\frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2} - \frac{1}{\rho}\left[b_0M\chi + \frac{1}{4\pi}B\right]\frac{\partial h_x}{\partial z},$$

$$\frac{\partial^2 h_x}{\partial z^2} = \frac{4\pi\sigma}{c^2}\left\{\frac{2\pi ibL\omega}{\omega_{10}}\chi\frac{\partial \dot{u}_y}{\partial z} + [B + 4\pi Mb_0\chi]\frac{\partial \dot{u}_z}{\partial z} + \mu\frac{\partial h_x}{\partial t}\right\}, \qquad (6)$$

где $\xi_t = (1/4)b^2L^2\omega_E\chi/\omega_{10}\lambda_2$, $\xi_l = b_0^2M^2\chi/(\lambda_1 + 2\lambda_2)$, $\chi = gL\omega_{10}/(\omega_{10}^2 - \omega^2)$, $\mu = 1 + 4\pi\chi$.

Решение задачи показывает, что вдали от точки Нееля в отсутствие постоянного магнитного поля возбуждается только поперечный звук, амплитуда которого определяется формулой (4) с заменой эффективной магнитной восприимчивости на

$$\chi_{\text{eff}} = \frac{gL}{\omega_0}\frac{\omega}{(\omega_E\omega_{10})^{1/2}}.$$

Вблизи точки Нееля вновь возбуждается только продольный звук, амплитуда которого выражается формулой (5).

Из полученных выражений следует, что в антиферромагнетике имеет место линейная генерация поперечного звука в нулевом постоянном магнитном поле. Это происходит из-за того, что переменное магнитное поле возбуждает колебания вектора антиферромагнетизма, которые в силу магнитоупругой связи возбуждают упругие колебания. Видно также, что в антиферромагнитной фазе вдали от точек ориентационных фазовых переходов и точки Нееля амплитуды возбуждаемых упругих волн слабо зависят от температуры. В точке Нееля амплитуды не должны испытывать аномалий, так как эффективная восприимчивость в этой точек практически не имеет особенностей. Такое поведение амплитуд возбуждаемого звука качественно согласуется с экспериментами по изучению процессов ЭМАП в α-Mn [5]. Амплитуды увеличиваются только в области ориентационных фазовых переходов, где частота ω_0 уменьшается.

В антиферромагнитной фазе вдали от точки Нееля и в присутствии постоянного магнитного поля возбуждаются как поперечный, так и продольный звук. Поперечный звук в основном возбуждается за счет магнитоупругого механизма (4), а продольный — за счет индукционного (5).

Сравнение полученных результатов с аналогичными выражениями для амплитуды звука, возбуждаемого в ферромагнитных металлах [1], приводит к следующим выводам.

В случае большой релаксации в магнитной подсистеме ($\omega \ll r\omega_E$) амплитуда возбуждаемого поперечного звука

(4) в r^{-1} раз меньше, чем амплитуда этого же звука в ферромагнетике. В случае малой релаксации в магнитной подсистеме ($\omega \gg r\omega_E$) амплитуда возбуждаемых поперечных упругих колебаний в антиферромагнетике (4) изменяется по сравнению с ферромагнетиком в $(\omega_E\omega_{10})^{1/2}\omega$ раз. Продольный же звук в антиферромагнетике (5) во всех случаях возбуждается с той же эффективностью, что и в ферромагнетике. Таким образом, из формул (4), (5) следует, что эффективность ЭМАП в антиферромагнитных металлах, как правило, должна быть слабее, чем в ферромагнитных металлах. Это необходимо учитывать в экспериментах по ЭМАП.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта № М01.2 Госкомвуза РФ и IP-1095 ISSEP.

Список литературы

[1] В.Д. Бучельников, А.Н. Васильев. УФН **162**, *3*, 89 (1992).
[2] Е.А. Туров, В.Г. Шавров. УФН **140**, 429 (1983).
[3] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Наука. М. (1982).
[4] В.Д. Бучельников, В.Г. Шавров. ЖЭТФ **106**, 1756 (1994).
[5] А.Н. Васильев, В.Д. Бучельников, А.С. Илюшин и др. Письма в ЖЭТФ **52**, 1009 (1990).