УДК 538.652

ВЛИЯНИЕ МАГНИТОУПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА УПРУГИЕ ПОСТОЯННЫЕ ФЕРРОМАГНЕТИКА

А.Ф.Журавлев, В.Ф.Таборов, В.Ф.Тарасов

Институт металлофизики академии наук Украины,
252680, Киев, Украина
(Поступила в Редакцию 24 октября 1994 г.
В окончательной редакции 3 февраля 1995 г.)

В рамках теории линейного отклика получено выражение, учитывающее изменение упругих постоянных ферромагнетика вследствие магнитоупругого взаимодействия. Указано на возможность вычисления потерь энергии ультразвуковых колебаний в ферромагнетике с учетом изменения упругих постоянных.

Известно, что при намагничивании ферромагнетика магнитоупругое взаимодействие меняет упругие характеристики магнитного материала. Вследствие изменения упругих констант появляется возможность наблюдать магнитоупругие эффекты при распространении звука в магнетике [1] и тепловом расширении при температурах, близких к температурам ориентационных фазовых переходов [2], когда магнитная восприимчивость системы становится аномально большой. Для численной оценки этих эффектов и сравнения с экспериментом необходимо знать количественное изменение упругих констант ферромагнетика при магнитоупругом взаимодействии. Для ферромагнетика обычно известны статические значения таких физических величин, как упругие постоянные, восприимчивость и магнитоупругие константы. Поэтому желательно выразить изменения упругих постоянных через эти физические величины. С этой целью рассмотрим уравнение распространения упругой волны в среде [1]

$$\rho u_{ik} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 \sigma_{ij}}{\partial x_j \partial x_k} + \frac{\partial^2 \sigma_{kj}}{\partial x_j \partial x_i}\right), \tag{1}$$

где x_i — координаты рассматриваемой точки, u_{ik}, σ_{ij} — соответственно тензоры упругих деформаций и напряжений.

Термодинамический потенциал Φ магнитной системы содержит упругую Φ_e и магнитоупругую Φ_{me} части

$$\Phi_e + \Phi_{me} = c_{ijmn} u_{ij} u_{mn} + \lambda_{ijmn} u_{ij} \alpha_m \alpha_n. \tag{2}$$

Здесь $\alpha_i = M_i/|M|$ ($\mathbf{M}$ — намагниченность насыщения ферромагнетика, а M_i — ее проекция на ось i), c_{ijmn} и λ_{ijmn} — упругие и магнитоупругие постоянные ферромагнетика. По повторяющимся индексам производится суммирование.

Из связи $\sigma_{ij} = \partial\Phi/\partial u_{ij}$ следует

$$\sigma_{ij} = c_{ijmn}u_{mn} + \lambda_{ijmn}\alpha_m\alpha_n. \tag{3}$$

Пусть на рассматриваемый ферромагнетик воздействует упругая волна $u(r,t) = u_{ij}\exp[i(kr-\omega t)]$, где r — координата времени t, ω — частота, k — волновой вектор, u — амплитуда.

Вследствие магнитоупругого взаимодействия упругая волна заставляет колебаться магнитный момент около положения равновесия, определяемого направляющими косинусами α_i

$$\alpha_i(r,t) = \alpha_i + \Delta\alpha_i\exp[i(kr-\omega t)], \tag{4}$$

где $\Delta\alpha_i$ — амплитуда отклонений M.

Учитывая, что $\Delta\alpha_i \ll 1$ (из-за малости u_{ij}), в линейном приближении по $\Delta\alpha_i$ получим из (2) компоненты магнитного поля, индуцированного упругой волной,

$$h_p = -\frac{2}{M}\lambda_{ijpl}u_{ij}\alpha_l. \tag{5}$$

Величины h_p и $\Delta M_p \simeq M\Delta\alpha_p\exp[i(kr-\omega t)]$ связаны посредством тензора магнитной восприимчивости χ_{np} ($\Delta M_n = \chi_{np}h_p$).

С учетом (5) получим

$$\Delta M_n = -\frac{2}{M}\lambda_{ijpl}\chi_{np}u_{ij}(r,t)\alpha_l(r,t). \tag{6}$$

Отсюда в линейном приближении

$$\alpha_l(r,t)\alpha_k(r,t) \simeq \alpha_l\alpha_k - \frac{2}{M^2}(\chi_{kp}\lambda_{ijpn}u_{ij}\alpha_n\alpha_l + \chi_{lp}\lambda_{ijpn}u_{ij}\alpha_n\alpha_k) \tag{7}$$

получим

$$\Phi_{me} = \lambda_{ijkl}u_{ij}\Big[\alpha_k\alpha_l - \frac{2}{M^2}\left(\chi_{kp}\lambda_{mnps}\alpha_s\alpha_l + \chi_{lp}\lambda_{mnps}\alpha_s\alpha_k\right)\Big]. \tag{8}$$

Следовательно, тензор напряжений примет вид

$$\sigma_{ij} = c_{ijmn}u_{mn} + \lambda_{ijmn}\Big[\alpha_m\alpha_n - \frac{2}{M^2}(\chi_{mp}\lambda_{rtps}u_{rt}\alpha_s\alpha_n + \chi_{np}\lambda_{rtps}u_{rt}\alpha_s\alpha_m)\Big]. \tag{9}$$

Учитывая зависимость $u(r,t)$, запишем

$$\frac{\partial^2\sigma_{ij}}{\partial x_j\partial x_k} = k_jk_k\Big[c_{ijsl}u_{sl} - \lambda_{ijsl}\frac{2}{M^2}(\chi_{sp}\lambda_{mnpr}u_{mn}\alpha_r\alpha_s + \chi_{lp}\lambda_{mnpr}u_{mn}\alpha_r\alpha_s)\Big]. \tag{10}$$

Подставим (10) в (1)

$$\rho\omega^2 u_{ik} = \frac{1}{2} k_j k_k \left[c_{ijsl}\delta_{sm}\delta_{lm} - \frac{2}{M^2} \lambda_{ijsl}(\chi_{sp}\lambda_{mnpr}\alpha_r\alpha_l + \chi_{lp}\lambda_{mnpr}\alpha_r\alpha_s)\right] u_{mn} +$$

$$+ \frac{1}{2} k_j k_i \left[c_{kjmn}\delta_{sm}\delta_{ln} - \frac{2}{M^2} \lambda_{kjsl}(\chi_{sp}\lambda_{mnpr}\alpha_r\alpha_l + \chi_{lp}\lambda_{mnpr}\alpha_r\alpha_s)\right] u_{mn}. \quad (11)$$

Здесь δ_{ik} — символ Кронекера.

В более компактном виде выражение (11) выглядит следующим образом:

$$\rho\omega^2 u_{ik} = \frac{1}{2} k_j (k_k \tilde{c}_{ijmn} + k_i \tilde{c}_{kjmn}) u_{mn} \quad (12)$$

или

$$\left[\rho\omega^2 u_{ik}\delta_{im}\delta_{tn} - \frac{1}{2} k_j (k_t \tilde{c}_{ijmn} + k_i \tilde{c}_{kjmn})\right] u_{mn} = 0, \quad (13)$$

где

$$\tilde{c}_{ijmn} = c_{ijmn} + \Delta c_{ijmn}, \quad (14)$$

$$\Delta c_{ijmn} = -\frac{2}{M^2} \lambda_{ijsl}(\chi_{sp}\lambda_{mnpr}\alpha_l\alpha_r + \chi_{lp}\lambda_{mnpr}\alpha_r\alpha_s). \quad (15)$$

Уравнение (13) можно переписать для вектора смещений $u_i = x'_i - x_i$, где x'_i — координата смещенной точки, в виде системы уравнений

$$\left(\rho\omega^2\delta_{nm} - \tilde{c}_{ijmn} k_i k_j\right) u_m = 0. \quad (16)$$

Рассмотрим конкретные случаи разных симметрий ферромагнетиков.

Для изотропного ферромагнетика тензор магнитоупругих постоянных характеризуется одной постоянной λ

$$\lambda_{ijsl} = \frac{1}{2} \lambda \left(\delta_{is}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{js}\right), \quad (17)$$

и выражение (15) преобразуется к виду

$$\Delta c_{ijmn} = -\left(\frac{2}{M}\right)^2 (\chi_{jm}\alpha_i\alpha_n + \chi_{jn}\alpha_i\alpha_n + \chi_{im}\alpha_j\alpha_n + \chi_{in}\alpha_j\alpha_m). \quad (18)$$

Для кристалла кубической симметрии имеются две магнитоупругие константы [3]

$$\lambda_{ijmn} = \frac{1}{2} \lambda_1 \delta_{ij}\delta_{mn}(\delta_{in} + \delta_{jm}) + \frac{1}{2} \lambda_2 (\delta_{im}\delta_{jn} + \delta_{jm}\delta_{in})(1 - \delta_{ij}\delta_{mn}). \quad (19)$$

У гексагонального кристалла [3] есть четыре магнитоупругие константы (ось c совпадает с $0z$)

$$\lambda_{ijmn} = \lambda\delta_{mz}\delta_{nz}\delta_{ij} + \left[\lambda_1\delta_{my} + \lambda_3(\delta_{mx} + \delta_{mz})\right]\delta_{ij}\delta_{mn}\delta_{in} +$$

$$+ \frac{1}{2}\left[\lambda_2(\delta_{mx} + \delta_{mz})\delta_{ny} + \lambda_2(\delta_{nx} + \delta_{nz})\delta_{my} + \lambda_3(\delta_{mx}\delta_{nx} + \delta_{mz}\delta_{nz})(\delta_{mi}\delta_{nj} + \delta_{mj}\delta_{ni})\right]. \quad (20)$$

Рассмотрим изменение упругой постоянной Δc_{11} при распространении ультразвука в кубическом монокристалле (например, в Ni) в направлении [100]. Направим оси координатной системы XYZ вдоль ребер решетки Ni. Обозначим через α_i косинус угла между равновесным положением вектора намагниченности **M** и осью i. Согласно (5), получим (полагая $x \to 1$, $y \to 2$, $z \to 3$)

$$h_p = -\frac{2}{M}\,\lambda_{xxpl}\alpha_l u_{xx}. \tag{21}$$

Учитывая, что для кубических кристаллов в силу симметрии существуют только две магнитоупругие постоянные $\lambda_{1111} = \lambda_{11}$ и $\lambda_{1122} = \lambda_{12}$ [4], в результате вычислений Δc_{ijmn} по (15) получим

$$\Delta c_{11} = -\left(\frac{2\lambda_{11}}{M}\right)^2 \chi_{xx}\alpha_x^2. \tag{22}$$

Здесь для записи компонент тензора упругих постоянных мы воспользовались стандартными обозначениями [5].

Заменим в (22) χ_{xx} на χ_{ef}, определяемое, согласно [6], как $\chi_{\mathrm{ef}} = M/H_{\mathrm{ef}}$, где **M** — намагниченность насыщения ферромагнетика, а H_{ef} — эффективное магнитное поле, которое «чувствует» вектор **M** вдоль положения равновесия [6]. Замена согласно выражениям (5), (6) дает окончательный результат

$$\Delta c_{11} = -\frac{\chi_{\mathrm{ef}}}{M^2}\,\lambda_{11}^2 \sin^2 2\Phi, \tag{23}$$

где Φ — угол между вектором **M** и осью x.

Диссипация энергии ультразвуковых колебаний в ферромагнетике (из-за вихревых токов, спин-электронных и спин-решеточных процессов) описывается мнимой частью χ_{ef} [7]. Если в выражение (23) подставить значение χ_{ef}, полученное Феддерсом [7], и выделить действительную и мнимую части, то их отношение позволит получить коэффициент затухания ультразвуковых колебаний в ферромагнетике [8].

Список литературы

[1] Fedders P.A., Wu J., Miller J.G., Bolev D.I. Phys. Rev. Lett. **32**, *25*, 1443 (1974).
[2] Gurevich M.E., Mitsek A.I., Zhravlev A.F. Phys. Stat. Sol. (b) **93**, *5*, 127 (1979).
[3] Магнитные свойства металлов и сплавов. М. (1961). С. 410.
[4] Kittel C. Rev. Mod. Phys. **21**, *2*, 587 (1949).
[5] Труэл., Эльбаум Ч. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. М. (1972). С. 306.
[6] Ферромагнитный резонанс / Под ред. Вонсовского. М. (1961). С. 343.
[7] Fedders P. Phys. Rev. **B9**, *10*, 3847 (1974).
[8] Постников В.С. Внутреннее трение в металлах. М. (1961). С. 323.