

01; 05.2

ВЛИЯНИЕ МАГНИТОСТРИКЦИИ НА ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В МНОГОДОМЕННЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Ю.А. Кузавко

В ферромагнетиках с доменной структурой (в отличие от монодоменных ферромагнетиков) ферромагнитный резонанс (ФМР) возможен не только на одной частоте [1]. В предположении плоскопараллельной доменной структуры образца впервые расчет ФМР был выполнен Нагомийя [2] для диска из тетрагонального кристалла. В дальнейшем, в частности в работах [3-5], был рассчитан ФМР для эллипсоида вращения из магнитно-одноосного кристалла, для сферы и пленки из кубического кристалла.

Целью данной работы является выяснение влияния магнитоупругого (МУ) взаимодействия на ФМР на примере сферы из одноосного ферромагнитного материала. Доменная структура и направления полей, принятые при расчете ФМР в сфере, обозначены на рис. 1. В этом случае, как известно [1], вследствие того, что равновесные (при отсутствии внешнего магнитного поля) намагниченности обеих групп доменов образуют с постоянным полем одинаковые углы, обе группы доменов остаются „равноправными“ в энергетическом отношении, а процесс намагничивания образца происходит только путем процессов вращения, т.е. поворотом векторов намагниченности по направлению к полю.

Уравнения Ландау-Лифшица, обобщенные на случай двух „магнитных фаз“ – двух групп доменов, могут быть записаны следующим образом [1]:

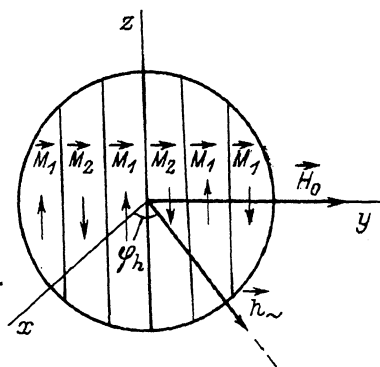
$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta_{1,2}}{\partial t} &= - \frac{2g}{M_0 \sin \theta_{1,2}} \frac{\partial \mathcal{U}}{\partial \varphi_{1,2}}, \\ \frac{\partial \varphi_{1,2}}{\partial t} &= - \frac{2g}{M_0 \sin \theta_{1,2}} \frac{\partial \mathcal{U}}{\partial \theta_{1,2}}, \end{aligned} \quad (1)$$

где g – гиромагнитное отношение, M_0 – равновесная намагниченность; $\theta_{1,2}$ и $\varphi_{1,2}$ – соответственно полярные и азимутальные углы векторов намагниченностей \vec{M}_1 и \vec{M}_2 . Плотность энергии \mathcal{U} , отнесенная к единице объема всего образца, в нашем случае запишется

$$\mathcal{U} = \mathcal{U}_H + \mathcal{U}_T + \mathcal{U}_A + \mathcal{U}_{Мпов} + \mathcal{U}_{МЗР} + \mathcal{U}_{МУ} + \mathcal{U}_y, \quad (2)$$

где \mathcal{U}_H и \mathcal{U}_T – плотности зеемановской энергии в постоянном и переменном магнитных полях соответственно, \mathcal{U}_A – плотность энергии анизотропии, $\mathcal{U}_{Мпов}$ – плотность энергии размагничивающих по-

Рис. 1. Плоскопараллельная доменная структура в ферромагнитной сфере.



полей, обусловленных скачками намагниченности на поверхности образца; \mathcal{U}_{M2P} — плотность энергии размагничивающих полей, возникающих вследствие скачков намагниченности на границах доменов; \mathcal{U}_{My} — плотность энергии магнитострикции, \mathcal{U}_y — плотность упругой энергии.

Для слагаемых (2) плотности энергии \mathcal{U} одноосной ферромагнитной сферы справедливы выражения:

$$\mathcal{U}_H = -\frac{1}{2} M_0 H_0 [\sin \theta_1 \sin \varphi_1 + \sin \theta_2 \sin \varphi_2], \quad (3)$$

$$\mathcal{U}_h = -\frac{1}{2} M_0 h_{\sim} [\sin \theta_1 \cos(\varphi_1 - \varphi_h) + \sin \theta_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_h)], \quad (4)$$

$$\mathcal{U}_A = \frac{1}{2} K_1 [\sin^2 \theta_1 + \sin^2 \theta_2], \quad (5)$$

$$\mathcal{U}_{Mпов} = \frac{\pi}{3} M_0^2 [\sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) + \cos \theta_1 \cos \theta_2 + 1], \quad (6)$$

$$\mathcal{U}_{M2P} = \frac{\pi}{2} M_0^2 [\sin \theta_1 \sin \varphi_1 - \sin \theta_2 \sin \varphi_2]^2, \quad (7)$$

$$\mathcal{U}_{My} = \gamma [M_{1,i} M_{1,k} u_{1,ik} + M_{2,i} M_{2,k} u_{2,ik}], \quad (8)$$

$$\mathcal{U}_y = \frac{1}{2} [\lambda u_{ii}^2 + 2\mu u_{ik}^2]. \quad (9)$$

Здесь \vec{h}_{\sim} — переменное магнитное поле, \vec{H}_0 — внешнее постоянное магнитное поле, K_1 — константа анизотропии, γ — константа магнитострикции, λ и μ — постоянные Ламэ, u_{ik} — тензор упругих деформаций. При расчетах считаем ферромагнетик изотропным по упругим и магнитоупругим свойствам (соотношения (8-9) записаны для этого случая).

При равновесии $\mathcal{U}'_{\theta_1} = \mathcal{U}'_{\theta_2} = \mathcal{U}'_{\varphi_1} = \mathcal{U}'_{\varphi_2} = 0$, $\mathcal{U}' = \mathcal{U} - \mathcal{U}_H$, где $\mathcal{U}' \dots$ — первые частные производные плотности энергии. Данное условие определяет равновесные значения θ_0 и φ_0 , а также спонтанные деформации $u_{ik}^{(0)}$ в доменах. Очевидно, что $\varphi_{10} = \varphi_{20} = \varphi_h \equiv \pi/2$, $\theta_{10} = \pi - \theta_{20} \equiv \theta_0$. Из условия равновесия находится кривая намагничивания ферромагнитной сферы:

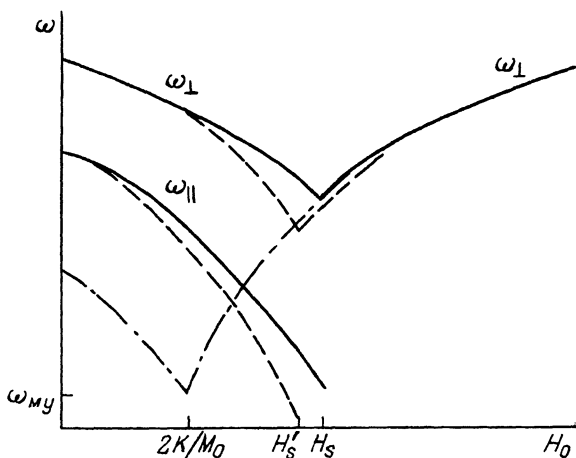


Рис. 2. Полевые зависимости низкочастотного ω_{\parallel} и высокочастотного ω_{\perp} ФМР: сплошные и штриховые линии — соответственно с учетом и без учета магнитострикции. Штрих-пунктирной линией представлена полевая зависимость частоты ФМР однодоменной сферы (поле $2K_1/M_0$ соответствует точке ОП).

$$\sin \theta_0 \left[\frac{2K_1}{M_0} + \frac{4\pi}{3} M_0 - \cos 2\theta_0 \frac{\lambda + 4\mu}{\lambda + 2\mu} \frac{\gamma^2 M_0^3}{\mu} \right] = H_0. \quad (10)$$

Подстановкой значения $\theta = \pi/2$ в (10) находится поле H_s , при котором исчезает доменная структура.

Будем считать переменное поле линейно поляризованным и гармоническим: $\varphi_h = \text{const}$, $h_{\sim} = h e^{i\omega t}$, где ω — частота. Тогда $\Delta\varphi_{1,2}$ и $\Delta\varphi_{2,2}$ будут зависеть от времени аналогичным образом. После решения уравнения (1) с учетом (3)–(10) для собственных частот колебаний ферромагнитной сферы получаем:

$$\omega_{\perp, \parallel}^2 = g^2 \left[(2H_A + 2\pi M_0 (1 \pm 1)) \cos^2 \theta_0 + \frac{2\pi}{3} M_0 (1 \mp \cos 2\theta_0) + H_{My} \right] \times \left[2H_A + \frac{2\pi}{3} M_0 (1 \pm 1) + \frac{\lambda + 4\mu}{\lambda + 2\mu} H_{My} \sin^2 \theta_0 \right], \quad (11)$$

где ω_{\perp} и ω_{\parallel} — частоты ФМР соответственно при перпендикулярном ($\vec{h}_{\sim} \perp \vec{H}_0$) и параллельном ($\vec{h}_{\sim} \parallel \vec{H}_0$) поляризуемом переменном поле \vec{h}_{\sim} , $H_{My} = \frac{\gamma^2 M_0^3}{\mu}$, $H_A = \frac{K_1}{M_0}$. Отметим, что в пренебрежении магнитострикцией $\gamma \rightarrow 0$ выражения (12) дают результат, приведенный в [1]. На рис. 2 приведены зависимости частот ФМР ω_{\perp} и ω_{\parallel} от внешнего магнитного поля: пунктирной и сплошной линиями соответственно без и с учетом МУ взаимодействия. В первом случае

в точке исчезновения доменов $H_0 = H_S'$ частота низкочастотного ФМР $\omega_{||}$ обращается в ноль, а во втором случае доменная структура исчезает в поле $H_S > H_S'$, при этом $\omega_{||}^2 = g^2 H_{My} \left(2H_A + \frac{\lambda + 4\mu}{\lambda + 2\mu} H_{My} \right)$

уже в ноль не обращается и равна величине МУ щели в спектре спиновых волн (СВ) монодоменной ферромагнитной сферы при ориентационном фазовом переходе (ОФП) [6]. Такие особенности низкочастотного ФМР многодоменного образца в точке H_S позволяют трактовать такое намагничивание, как некоторый ФП из неоднородного магнитного состояния (полосовая доменная структура) в однородное. В отличие от монодоменного образца (для малой сферы разбиение на домены энергетически не выгодно), когда смягчающаяся ветвь ФМР существует как до, так и после ОФП [6], в рассмотренном случае ветвь $\omega_{||}$ при $H > H_S$ исчезает. Это обусловлено тем, что мода $\omega_{||}$, по которой происходит ФП, разрушается в отличие от ОФП (типа порядок-порядок), при котором соответствующая мода лишь смягчается. Таким образом, измерение частот ФМР при намагничивании ферромагнитных образцов позволяет определить МУ щель в спектре СВ, а следовательно, и константу магнитострикции материала.

Для вычисляемых аналогичным образом частот ФМР ферромагнитной пленки с перпендикулярной одноосной анизотропией при ее тангенциальном намагничивании имеет место следующий результат:

$$\omega_{1,||}^2 = g^2 \left[(2H_A + \pi(1 \mp 1)M_0) \cos^2 \theta_0 + 2\pi(1 \pm 1)M_0 \sin^2 \theta_0 + H_{My} \right] \times \left[2H_A + \frac{\lambda + 4\mu}{\lambda + 2\mu} H_{My} \sin^2 \theta_0 \right]. \quad (12)$$

Оценки для пленки феррита-граната состава $Y_3Fe_{3,8}Ga_{1,2}O_{12}$ и константами $4\pi M_0 \approx 1.5 \cdot 10^4$ А/м, $K_1 \approx 255$ Дж/м³, $\gamma \approx 10^{-6}$ в точке $H_0 = H_S$ дают значение $\omega_{||} \approx 50$ МГц. Тем самым в области ВЧ, где не нужна сложная СВЧ-аппаратура, имеется возможность по сигналам низкочастотного ФМР измерять свойства магнитных материалов.

Автор благодарен В.Г. Шаврову за полезное обсуждение данной работы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Г у р е в и ч А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с.
- [2] N a g a m i y a Т. // Progr. Theor. Phys. 1953. Vol. 10. N 1. P. 72-78.
- [3] S m i t J., B e l j e r s H.G. // Philips. Res. Rep. 1955. V. 10. N 2. P. 113-121.
- [4] A r t m a n J.O. // Phys. Rev. 1957. V. 105. N 1. P. 62-67.
- [5] A r t m a n J.O., C h a r a p S.H. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. N 3. P. 2024-2026.

Институт прикладной
физики АН БССР,
Минск

Поступило в Редакцию
15 января 1989 г.
В окончательной редакции
22 июня 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 17

12 сентября 1989 г.

12

ОБ ИНИЦИИРОВАНИИ ДД-РЕАКЦИЙ В ПРОЦЕССЕ ТРЕНИЯ В СИСТЕМЕ ТИТАН-ДЕЙТЕРИРОВАННЫЙ ПОЛИМЕР

А.Г. Л и п с о н, В.А. К л ю е в,
Ю.П. Т о п о р о в, Б.В. Д е р я г и н,
Д.М. С а к о в

Как было показано нами в работе [1], в процессе совместного вибродиспергирования титана с дейтерированными веществами и некоторое время после него наблюдается нейтронное излучение малой интенсивности, превосходящее естественный нейтронный фон в 5-6 раз. В данной работе была изучена возможность протекания ДД-реакций в процессах внешнего трения титана в присутствии дейтерированных материалов.

В качестве объектов исследования использовался технический титан, а также дейтерированный полиэтилен ПЭ(Д₄) со степенью дейтерирования 98% и тяжелая вода D₂O (99.5%). Узел трения, смонтированный на базе фрезерного станка, состоит из титанового стакана диаметром 5 см, на дно которого равномерным слоем наносилось 10 мг ПЭ(Д₄) и 100 мг D₂O. Движущаяся часть узла трения представляла собой титановый цилиндр, приводимый (при постоянной нагрузке 5 кг) во вращение двигателем станка. Конструкция установки предусматривала возможность охлаждения узла трения жидким азотом. Узел трения размещался на расстоянии 10 см от блока нейтронных счетчиков (7 штук *NWJ-62*). Методика регистрации нейтронов описана в работах [1-3]. Через определенные промежутки времени снимался естественный нейтронный фон. Для контроля экспериментальных данных снимался также фон при трении титана в отсутствие дейтерированных веществ, который не превосходил космического нейтронного фона.

Эксперименты показали, что в процессе трения в системе Ti - Ti - ПЭ(Д₄) - D₂O существенное превышение над естественным нейтронным фоном наблюдается лишь при скоростях вращения движущейся части узла трения в интервале 500-1500 об/мин (рис. 1). При