Рег. № 3110-79 Деп. УДК 538.245

В. Г. ШИРОНОСОВ

О НЕОБХОДИМОСТИ УЧЕТА ПОНДЕРОМОТОРНОГО МОМЕНТА СИЛ ПРИ ИЗУЧЕНИИ НЕЛИНЕЙНОГО ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В АНИЗОТРОПНЫХ ОБРАЗЦАХ

Показано возникновение при резонансе большого по величине пондеромоторного момента сил в результате зависимости резонансной частоты от ориентации анизотропного образца относительно внешнего магнитного поля. Для вычислений использовалось определение момента сил из выражения энергии. В качестве примера получены формулы для однодоменного сферического образца монокристалла кубической сингонии. Предложена модель для объяснения значительного гистерезиса возбуждения магнитоакустического резонанса по полю в незакрепленных анизотропных образцах.

ВИНИТИ 1980

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ СССР

Редколлегия журнала "Известия вузов МВ и ССО СССР",
серия "Физика"

N 3110-79 Деп.

УДК 538.245

В.Г.Широносов

О необходимости учета пондеромоторного момента сил при изучении нелинейного ферромагнитного резонанса в анизотропных образцах

Томск - 1979

Пондеромоторное воздействие резонансного электромагнитного поля может быть значительным не только на молекулярном [1] но и на макроскопическом уровнях [2]. Поэтому возникает необходимость его учета при интерпретации некоторых особенностей НФМР. К таким особенностям следует отнести медленные (частота ~ I-20 гц) вариации сигнала магнитоакустического резонанса (МАР) в сферических незакрепленных образцах из монокристалла ЖИГ, значительный гистерезис возбуждения МАР по полю, замысловатые перемещения образца и т.д. [2-6].

Ранее были выяснены причины возникновения больших по величине пондеромоторных сил в неоднородном магнитном поле при резонансе и их последствия [2]. В свою очередь значительный гистерезис возбуждения МАР по полю для незакрепленных образцов [3-6] можно объяснить с учетом анизотропии и пондеромоторного момента сил. Так как до сих пор вопрос об однозначном определении силы и момента сил в макроскопической электродинамике не решен [7,8], для оценки воспользуемся определением момента сил из выражения энергии [9].

Рассмотрим анизотропный однодоменный сферический образец с намагниченностью $\vec{M}$, помещенный в однородное внешнее магнитное поле $\vec{H} = (H_1 \cos\omega t, H_1 \sin\omega t, H_0)$. Размерами образца будем пренебрегать по сравнению с длиной волны. Тогда в приближении магнитостатики эффективное магнитное поле внутри образца определяется как [10]

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H} + \vec{H}_a - \frac{4\pi}{3}\vec{M}, \qquad (I)$$

где $\vec{H}_a = -\hat{N}_a \vec{M}$ –поле анизотропии (для простоты не рассматриваем обменное взаимодействие, магнитоупругое). Выражение для магнитной свободной энергии (без энтропии) запишется в виде [10]

$$U = -\vec{\mathcal{M}}\cdot\vec{H} - \frac{1}{2}\vec{\mathcal{M}}\cdot\vec{H}_a + \frac{4\pi}{6}\mathcal{M}^2/V, \tag{2}$$

где $\vec{\mathcal{M}} = \vec{M}V$ –магнитный момент, V –объем образца. Её минимум является условием равновесия ферромагнетика при заданном поле $\vec{H}$ [10].

Энергия магнитного поля (2), в данном случае,играет роль потенциальной энергии в смысле аналитической механики, методами которой мы и можем воспользоваться. Пусть U - функция "обоб - щенных координат" q_i. Тогда по терминологии аналитической ме - ханики

$$\xi_i = -\frac{\partial U}{\partial q_i} \tag{3}$$

–суть "обобщенные силы", действующие "по направлению" координат q_i. Весьма часто такое определение оказывается несравненно более простым [2,9], чем непосредственное определение по фор - мулам [7,8]. Соответственно момент приложенных к диполю $\vec{\mathcal{M}}$ сил

$$K_i = -\frac{\partial U}{\partial \varphi_i}, \tag{4}$$

где φ_i, в нашем случае, определяют ориентацию кристаллографических осей относительно поля $\vec{H}$.

В качестве примера рассмотрим монокристаллы кубической сингонии. Этот случай представляет наибольший интерес для практики, т.к. к кубическим кристаллам принадлежит в частности ЖИГ. В общем случае, задача о нахождении зависимости $U(\varphi_i)$ с учетом $M_K(\omega_{рез}(\varphi_i))$

является сложной, т.к. уравнения движения для намагниченности становятся существенно нелинейными. Поэтому для оценки K_i целесообразно упростить её полагая $H_0 \gg |H_a|, M_0, \Delta H$; $-\Delta M_z = M_0 - M_z < \Delta H$, где M_0 –равновесное значение статической намагниченности, ΔH –полуширина линии магнитного резонанса. В результате для $\omega_{рез.}$ получим формулу [10]

$$\frac{\omega_0}{\gamma} = H_0 + H_a\left(2 - \frac{5}{2}\sin^2\theta - \frac{5}{2}\sin^4\theta \sin^2 2\varphi\right), \quad (5)$$

где угол $\theta = (\widehat{\vec{i}_z, [001]})$, $\varphi = (\widehat{[100], (yoz)})$, $-\gamma$ гиромагнитное отношение.

В качестве приближения используем решение уравнения Блоха для M_z (без учета анизотропии) [11], учтя анизотропию косвенно через зависимость $\omega_0(\theta, \varphi, H_a)$:

$$M_z \simeq M_0\left\{1 - \gamma^2 H_1^2 \tau^2 / [1 + \tau^2(\omega_0 - \omega)^2]\right\}, \quad (6)$$

где $\tau^2 = T_1 T_2 = 1/(\gamma \Delta H)^2$, $T_{1,2}$ –времена релаксации. Отбрасывая члены второго порядка малости по ΔM_z, получим из (2,4–6)

$$K_i = \frac{M_0 H_0 \gamma^2 H_1^2 \tau^4 2(\omega_0 - \omega)}{[1 + \tau^2(\omega_0 - \omega)^2]^2} \, \frac{\partial \omega_0}{\partial \varphi_i}, \quad (7)$$

$$K_0 = |K_i|_{max, (\omega_0 - \omega) = \pm(2\tau)^{-1}} = \left(\frac{16}{25} \cdot \gamma^2 \cdot H_1^2 \cdot \tau^3 \left|\frac{\partial \omega_0}{\partial \varphi_i}\right|\right) M_0 H_0. \quad (8)$$

При экспериментальном исследовании ферромагнитного резонанса в кубических монокристаллах сферические образцы ориентируются обычно так, чтобы ось вращения, перпендикулярная магнитному полю совпадала с осью [110]. Тогда $\vec{H}_0$ лежит в плоскости (110) и при вращении образца (или магнита) совпадает поочередно со всеми осями симметрии кристалла ($\varphi = \pi/4$). Резонансная формула (7) для этого случая имеет вид

$$\begin{cases} K_\theta = -\dfrac{5\gamma^2 H_1^2 \tau^4 (\omega_0-\omega) H_A}{[1+\tau^2(\omega_0-\omega)^2]^2} \sin 2\theta \cdot (1+2\sin^2\theta) M_0 H_0, \\ K_\varphi = 0 \end{cases} \qquad (9)$$

Незакрепленный анизотропный образец, помещенный в магнитное поле $\vec{H}$ при $H_1 = 0$, сориентируется осью легкого намагничивания по полю (для ЖИГ $H_a < 0$, осью [III]). При этом величина энергии (2) минимальна и классический момент сил , обычно учитываемый,

$$\vec{K}_{клас.} = [\vec{M} \times \vec{H}_{eff}] \qquad (10)$$

равен нулю. В условиях резонанса, значение K_θ (9) не равно нулю и подстановка численных данных [2-6] в (8) при $|\Delta M_z| \approx \Delta H$ дает оценку $K_0/V \simeq 2|H_a|H_0 \approx 10^5$ дин/см^2, что превышает величину учитываемого при резонансе [12] момента сил (10) , $K_{клас.}/V \simeq \Delta H \cdot |\Delta M_z| \approx 0{,}1$ дин/см^2 для ЖИГ с $\Delta H \simeq 0{,}3$ э.

Таким образом возникновение значительного по величине момента сил (7,9) при резонансе необходимо учитывать при интерпретации явления гистерезиса МАР и линии поглощения по полю при наблюдении НФМР в незакрепленных образцах с анизотропией [2-6]. Учет момента сил возможно окажется полезным и для объяснения механизмов возбуждения МАР, наряду с ранее известным влиянием магнитострикции.

Литература

I. А.П.Казанцев, УФН, I24, II3, (1978).

2. А.И.Филатов, В.Г.Широносов, Изв.вузов, Физика, №I, I38, (1977).

3. E.G. Spenser, R. Le. Graw, Phys. Rev. Letters, 1, 241, (1958).

4. E.G. Spenser, R. Le. Graw, Journ. Appl. Phys. Suppl, 30, 1495, (1959).

5. В.Д.Бурков, А.В.Вашковский, В.Н.Кильдишев, ФТТ, I0, 605, (I968).

6. В.Д.Бурков, А.В.Вашковский, В.Н.Кильдишев, ФТТ, I0, 3735, (I968).

7. В.И.Павлов, УФН, I24, 345, (I978).

8. Л.И.Седов, Механика сплошной среды, Наука, М., I973.

9. И.Е.Тамм, Основы теории электричества, Наука, М., I976.

I0. А.Г.Гуревич, Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках, Наука, М., I973.

II. В.А.Голенищев-Кутузов, В.В.Самарцев, Н.К.Соловаров, Б.М.Хабибулин, Магнитная квантовая акустика, Наука, М., I977.

I2. Ennio Arimondo, Annales de Phusique, 3, №6, 425, (1969).

Печатается в соответствии с решением бюро редколлегии журнала "Известия вузов МВ и ССО СССР", серия "Физика" от 13 июля 1979 г.

В печать 17.7.79.

Тир. 1 Цена 43 коп. Зак. 45365

Производственно-издательский комбинат ВИНИТИ
Люберцы, Октябрьский пр., 403