

МАГНИТОСТРИКЦИЯ АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО ФТОРИДА КОБАЛЬТА

А.С.Прохоров, Е.Г.Рудашевский

Нечетная (линейная по магнитному полю) магнитострикция является термодинамически обратным эффектом по отношению к пьезомагнетизму [1]. Впервые пьезомагнитный эффект, линейный по приложенным напряжениям, экспериментально наблюдался в антиферромагнитных фторидах кобальта и марганца [2, 3]. При экспериментальном исследовании антиферромагнитного CoF_2 в магнитных полях до 1,5 кэ [4] была обнаружена линейная зависимость магнитострикции от приложенного магнитного поля. Экспериментальное изучение гематита ($\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$), в котором также существует пьезомагнитный эффект, показало отклонение от линейности магнитострикции при $H > 1,5$ кэ [5].

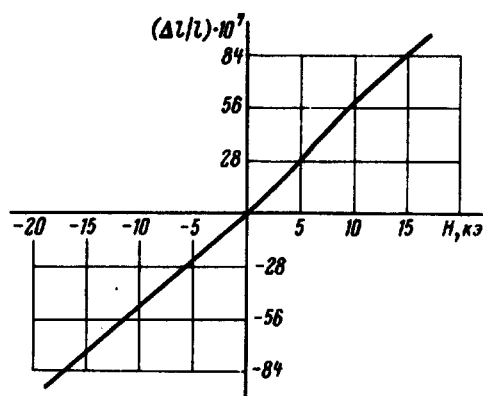


Рис. 1. Зависимость относительной деформации CoF_2 вдоль оси [110] от магнитного поля $H \parallel [001]$

В настоящей работе была изучена магнитострикция антиферромагнитного CoF_2 при помощи емкостного dilatометра чувствительностью 5 \AA в магнитных полях до 20 кэ при температуре $4,2^\circ\text{K}$. Монокристалл CoF_2 был выращен в ИФП АН СССР.

На рис. 1 и 2 представлены записанные на двухкоординатном самописце экспериментальные кривые, соответствующие ориентациям магнитного поля осей [001] и $[\bar{1}10]$ монокристалла CoF_2 ; при этом деформация в обоих случаях измерялась в направлении [110]. Экспериментальные кривые для линейной (рис.1) и квадратичной (рис.2) магнитострикции описываются соответственно зависимостями

$$\Delta l/l = (4,9 \pm 0,2) 10^{-10} H, \quad (1)$$

$$\Delta l/l = (1,75 \pm 0,05) 10^{-15} H^2 + (2,5 \pm 1,0) 10^{-12} H, \quad (2)$$

где H – напряженность магнитного поля в эрстедах.

Для объяснения экспериментальных результатов запишем термодинамический потенциал для CoF_2 [6] с учетом магнитной (Φ_M), магнитоупругой (Φ_{My}) и упругой (Φ_y) энергий

$$\Phi_M = (B/2)m^2 + (b/2)m_z^2 - (\sigma/2)\gamma_z^2 + \sigma(\gamma_y m_x + m_y \gamma_x) - (2M_0) mH, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{My} = & \lambda_1(m_x u_{yz} + m_y u_{xz}) \gamma_z + \lambda_2 m_z \gamma_z u_{xy} + \lambda_3(\gamma_x m_x + \gamma_y m_y) u_{xy} + \\ & + \lambda_4(\gamma_x u_{yz} + \gamma_y u_{xz}) m_z + \eta_1(\gamma_y u_{yz} + \gamma_x u_{xz}) \gamma_z + \\ & + \eta_2 \gamma_x \gamma_y u_{xy} + \delta_1 m_z (m_x u_{xz} + m_y u_{yz}) + \delta_2 m_x m_y u_{xy}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \Phi_y = & 1/2 C_{11}(u_{xx}^2 + u_{yy}^2) + 1/2 C_{33} u_{zz}^2 + C_{13}(u_{xx} + u_{yy}) u_{zz} + \\ & + C_{12} u_{xx} u_{yy} + 2C_{66} u_{xy}^2 + 2C_{44}(u_{xz}^2 + u_{yz}^2) - \sum_{i,j=x,y,z} \sigma_{ij} u_{ij}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $(2M_0)m = M_1 + M_2$, $(2M_0)\ell = M_1 - M_2$, $|\ell| \vec{\gamma} = \ell$, M_1 и M_2 — векторы намагниченности подрешеток $M_0 = M_1 = M_2$, σ_{ij} и u_{ij} — соответственно компоненты напряжений и деформаций.

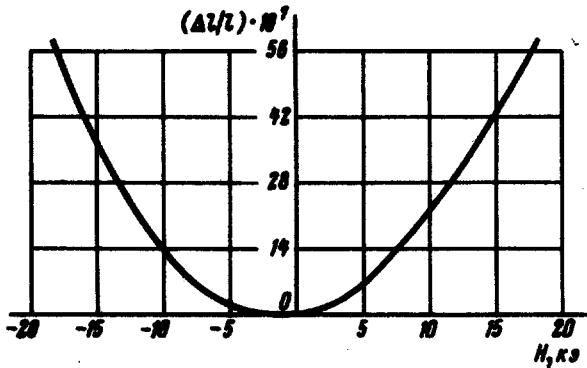


Рис. 2. Зависимость относительной деформации CoF_2 вдоль оси $[110]$ от магнитного поля $H \parallel [1\bar{1}0]$

Варьируя термодинамический потенциал

$$\Phi = \Phi_M + \Phi_{My} + \Phi_y \quad (6)$$

по u_{xy} , получаем

$$u_{xy} = -\frac{\lambda_2}{4C_{66}} m_z \gamma_z - \frac{\lambda_3}{4C_{66}} (\gamma_x m_x + \gamma_y m_y) - \frac{\eta_2}{4C_{66}} \gamma_x \gamma_y - \frac{\delta_2}{4C_{66}} + \frac{\sigma_{xy}}{2C_{66}} \quad (7)$$

Компоненты векторов $\vec{\gamma}$ и m в (7) могут быть определены путем минимизации термодинамического потенциала Φ_M (3) по компонентам вектора m

и по углам θ и ϕ , характеризующим направление единичного вектора $\vec{y} = \{ \sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta \}$ относительно системы координат, в которой оси Ox, Oy, Oz направлены соответственно по осям $[100], [010], [001]$ кристалла. При этом возникают три решения, соответствующих равновесным значениям углов θ и ϕ :

$$I \quad \theta = 0$$

$$II \quad \sin \theta = - [e/(aB - e^2)] 2M_0 [H_x \sin \phi + H_y \cos \phi], \quad (8)$$

$$III \quad \theta = \pi/2, \quad \operatorname{tg} \phi = H_x/H_y.$$

При $H \parallel [001]$ ($H_x = H_y = 0, H_z = H_{\parallel}, H_{\parallel} \leq 20 \text{ кэ}, \sigma_{xy} = 0, u_{xy} = \Delta l/l$), что соответствует экспериментальной кривой на рис. 1, система находится в состоянии I и из (7) следует

$$\Delta l/l = - \frac{\lambda_2}{4C_{66}(B+b)} 2M_0 H_{\parallel}. \quad (9)$$

Экспериментальная кривая на рис. 2 соответствует случаю $H \parallel [\bar{1}10]$

$$(-H_x = H_y = \frac{1}{\sqrt{2}} H_{\perp}, H_z = 0, H_{\perp} \leq 20 \text{ кэ}, \sigma_{xy} = 0, u_{xy} = \Delta l/l)$$

при этом система находится в состоянии II и

$$\Delta l/l = [\delta_2 - (2e/a)\lambda_3 + (e/a)^2 \eta_2] \frac{(2M_0)^2 H_{\perp}^2}{(B - e^2/a)^2 8C_{66}} \quad (10)$$

Небольшое отклонение от линейности экспериментальной кривой на рис. 1 может быть вызвано отличной от нуля составляющей магнитного поля H_{\perp} (см. (10)). Линейный по магнитному полю член в (2) объясняется наличием небольшой составляющей магнитного поля H_{\parallel} вдоль оси $[001]$ (см. (9)), что может вызвать линейную по магнитному полю магнитострикцию. Экспериментальные данные настоящей работы для линейной магнитострикции с точностью до ошибок эксперимента совпадают с экспериментальными данными А.С.Боровика-Романова [3] по измерению пьезомагнитного эффекта в CoF_2 . Сравнение теоретической (9) и экспериментальной (1) зависимостей для линейной магнитострикции с учетом значений $B+b$ и C_{66} из работ [7-9] позволяет вычислить магнитоупругую константу $\lambda_2 = 2,5 \cdot 10^7 \text{ эрг/см}^3$.

Из соотношения для квадратичной магнитострикции (10) следует, что в разложении термодинамического потенциала Φ_{My} (4) член $\delta_2 m_x m_y u_{xy}$ описывает обычную квадратичную магнитострикцию одноосного антиферромагнетика без слабого ферромагнетизма ($e = 0$). Существование сла-

бого ферромагнетизма ($\epsilon \neq 0$) приводит к возникновению квадратичной магнитоупругости, связанной с поворотом вектора \vec{f} в плоскости (110) (см. (8) состояние II). При повороте вектора \vec{f} возникают $\gamma_x \neq 0$ и $\gamma_y = 0$, вследствие чего вклад в квадратичную магнитоупругость вносят магнитоупругие члены вида $\eta_2 \gamma_x \gamma_y u_{xy}$ и $\lambda_3 (\gamma_x m_x + \gamma_y m_y)$.

Как можно видеть из соотношения (10), наши экспериментальные результаты не позволяют вычислить в отдельности магнитоупругие константы δ_2 , λ_3 или η_2 . Действительно, если не делать предварительных предположений о малости коэффициентов при каких-либо из инвариантов $(\gamma_x m_x + \gamma_y m_y)$, $\gamma_x \gamma_y u_{xy}$, $m_x m_y u_{xy}$, то используя значения a и ϵ из работы [7], множитель, определяющий соответствующую магнитоупругость, может быть записан следующим образом:

$$\delta_2 - (2\epsilon/a)\lambda_3 + (\epsilon/a)^2\eta_2 = \delta_2 - 3\lambda_3 + 2,3\eta_2$$

и эта величина из нашего эксперимента получается равной $1 \cdot 10^7$ эрг/см³.

Как уже указывалось выше, в настоящей работе для вычисления магнитоупругих констант использованы численные значения B , a , ϵ , $B + b$ из [7] и $C_{66} = 20 \cdot 10^{11}$ дин/см² из [8, 9]. Для данного значения упругой константы C_{66} погрешность в определении численных значений магнитоупругих констант определяется точностью, с которой известны величины B , a , ϵ , $B + b$ ($\pm 10\%$), а также ошибкой измерений настоящего эксперимента, что в сумме составляет $\pm 18\%$.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность А.М.Прохорову за постоянное внимание и дискуссии, искреннюю признательность А.С.Боровику-Романову и Н.М.Крейнес за интерес к работе и плодотворные обсуждения.

Физический институт
им П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 июля 1969 г.

Литература

- [1] И.Е.Дзялошинский. ЖЭТФ, 33, 807, 1957.
- [2] А.С.Боровик-Романов. ЖЭТФ, 36, 1954, 1959.
- [3] А.С.Боровик-Романов. ЖЭТФ, 38, 1088, 1960.
- [4] A.S.Borovik-Romanov, B.E.Javelov. Proc of the Conf. on Phys. of Low Temper, Prague, 1963.

- [5] J.C.Anderson, R.R.Birss, R.A.M. Scott. Proc Int. Conf. on Magnet., Nottingham, 1964.
- [6] И.Е.Дзялошинский. Диссертация, М., 1957.
- [7] В.И.Ожогин. Диссертация, ИАЭ им. Курчатова.
- [8] F.Birch. J. of Geophys. Res., 65, 3855, 1960.
- [9] P.Martel, R.A.Cowley, R.W.H.Stevenson. Canad. J. of Phys., 46, 1355, 1968.
-