

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 537.622

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ
МОНОКРИСТАЛЛОВ $\text{BaTi}_{1.5}\text{Zn}_{1.5}\text{Fe}_9\text{O}_{19}$

Т. М. Перекалина, С. А. Черкезян

Гексагональный окисел типа М ($\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$) в отличие от других гексагональных ферритов не содержит двухвалентных металлических ионов. Ввести их можно путем замены ионов Fe^{3+} на сочетание двух- и четырехвалентных ионов. В настоящей работе изучается магнитная анизотропия монокристаллов $\text{BaTi}_{1.5}\text{Zn}_{1.5}\text{Fe}_9\text{O}_{19}$ ($\text{Ti}_{1.5}\text{Zn}_{1.5}\text{M}$). Монокристаллы этого состава были выращены методом спонтанной кристаллизации из раствора соответствующих окислов в расплаве NaFeO_2 . Температура Кюри $\text{Ti}_{1.5}\text{Zn}_{1.5}\text{M}$ равна 615 К, что находится в согласии с [1]. Кристаллы $(\text{Ti}, \text{Zn})_x\text{M}$ являются ферримагнетиками [2]. Катионное распределение известно только в кристаллах $\text{Ti}_x\text{Zn}_y\text{Mn}_z\text{M}$ [1]. В них ионы титана занимают преимущественно $12k$ места, а ионы цинка $4f_1$ места. Структура состоит из чередующихся блоков шпинельной и гексагональной упаковки, расположенных перпендикулярно оси третьего порядка с.

В настоящей работе исследование магнитной анизотропии кристаллов $\text{Ti}_{1.5}\text{Zn}_{1.5}\text{M}$ проводилось методом крутящих моментов в интервале температур 77—293 К и в магнитных полях H до 20 кЭ. На вставке *a* к рис. 1 приведены кривые крутящих моментов, снятые в плоскости, перпендикулярной базисной, в поле 1.9 кЭ при двух температурах: 293 (1) и 77 К (2); на вставке *b* — такие же кривые в поле 20 кЭ (α — угол между осью *s* и направлением магнитного поля). На основной части рисунка дана зависимость максимального крутящего момента от величины приложенного поля. Хорошо видно, что осью легкого намагничивания (ОЛН) $\text{Ti}_{1.5}\text{Zn}_{1.5}\text{M}$ является тригональная ось *s*. Обращают на себя внимание две особенности кривых крутящего момента. Во-первых, кривые в поле 1.9 кЭ описываются неискаженной синусоидой с периодом π . Такие неискаженные кривые наблюдались в полях до 4 кЭ. Кривые в поле 20 кЭ описываются искаженной синусоидой с периодом π . Искажение наблюдается в полях выше 4 кЭ. Во-вторых, в полях ниже 4 кЭ амплитуда синусоид уменьшается с понижением температуры. Таким образом, экспериментальные данные этого исследования находятся в противоречии с расчетом кривых крутящих моментов Акулова [3]. Этот расчет был сделан для кубического кристалла в плоскости типа (100). Для одноосных кристаллов в плоскости, перпендикулярной базисной, расчет качественно не отличается от расчета в [3]. Действительно, термодинамический потенциал Φ одноосного кристалла структуры М с одной константой магнитной анизотропии K_1 в магнитном поле H имеет следующий вид:

$$\Phi = K_1 \sin^2 \vartheta - \sigma H \cos(\alpha - \vartheta), \quad (1)$$

где ϑ — угол между намагниченностью σ и осью *s*. Условие минимума дает $K_1 \sin 2\vartheta = \sigma H \sin(\alpha - \vartheta)$, т. е. момент вращения, обусловленный магнитной анизотропией L_K , равен моменту вращения L_H , вызванному магнитным полем. Кроме того, $L_H = \sigma_1 H$, где σ_1 — перпендикулярная

магнитному полю составляющая намагниченности. Таким образом, $\sigma_{\perp} H = K_1 \sin 2\theta = \sigma H \sin(\alpha - \theta)$. Это уравнение легко разрешается относительно α

$$\alpha = \frac{1}{2} \arcsin L' + \arcsin \frac{L' K_1}{H \sigma},$$

где $L' = -L_{\parallel} / K_1$. Отсюда следует, что период кривых $L'(\alpha)$ меняется от 2π для $H < K_1 / \sigma$ до π для $H > K_1 / \sigma$. В эксперименте в слабых полях никогда не наблюдалось кривых крутящих моментов с периодом 2π . Однако эти кривые всегда были искажены за счет составляющей с периодом 2π . Приведенный расчет (так же, как и в [3]) сделан в предположе-

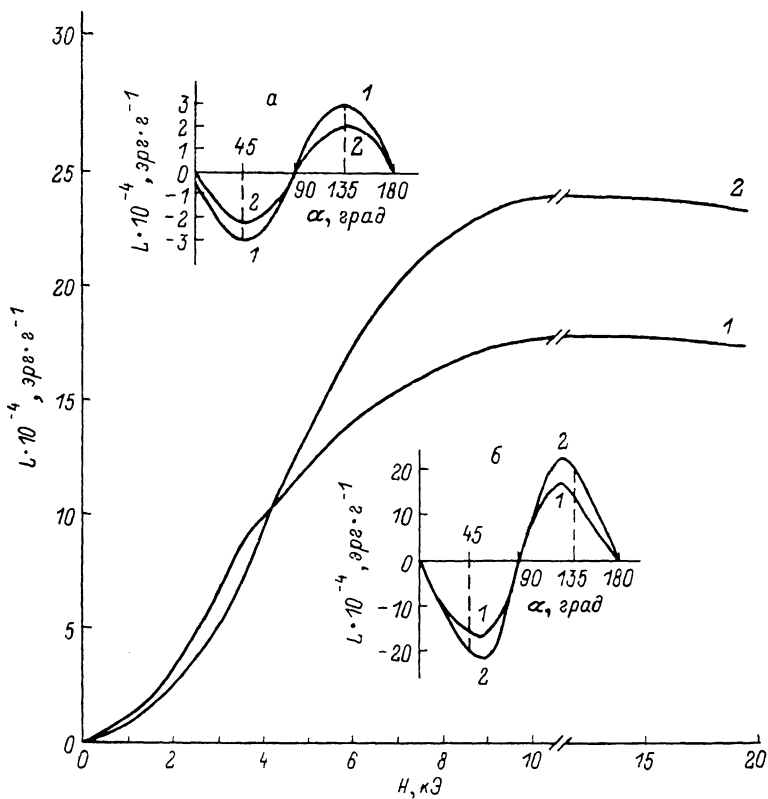


Рис. 1. Зависимость максимального крутящего момента кристалла $Ti_{1.5}Zn_{1.5}M$ от величины магнитного поля.

нии, что процесс намагничивания осуществляется только вращением намагниченности, существование границ доменов не учитывается.

В высокоанизотропных кристаллах, к которым принадлежат гексагональные ферриты, доменные границы сохраняются в достаточно высоких магнитных полях, если магнитное поле приложено под углом к ОЛН. Для того чтобы выяснить, в каких полях, направленных вдоль $\alpha = 45^\circ$, кристалл $Ti_{1.5}Zn_{1.5}M$ становится однодоменным, было проведено следующее исследование: методом вибрационного магнетометра измеряли намагниченность σ_{\parallel} вдоль магнитного поля и σ_{\perp} , перпендикулярную приложенному полю. На рис. 2 приведены кривые $\sigma_{\parallel}(H)$ для $Ti_{1.5}Zn_{1.5}M$, снятые вдоль $\alpha = 0$, т. е. вдоль ОЛН (1, 2) и вдоль $\alpha = \pi/2$, т. е. вдоль оси трудного намагничивания (1', 2') при 293 K (1, 1') и при 77 K (2, 2') (σ_{\perp} в этих случаях равна нулю). Кроме этого были сняты $\sigma_{\parallel}(H)$ и $\sigma_{\perp}(H)$, когда магнитное поле составляло с осью с кристалла угол $\alpha = 45^\circ$. На рис. 2 (I — 293, II — 77 K) приведены значения суммарной намагниченности $\sigma = (\sigma_{\parallel}^2 + \sigma_{\perp}^2)^{1/2}$ для этого направления поля. Выше $H = 6$ кЭ суммарная намагниченность совпадает со значением спонтанной намагниченности,

и, следовательно, кристалл является однодоменным только выше этого поля.

При наличии в кристалле доменов второй член термодинамического потенциала (1) разбивается на два: $\sigma_1 H$ и $\sigma_2 H$, где σ_1, σ_2 — намагниченности противоположных доменов. В слабых полях, когда $\sigma_1 H \approx \sigma_2 H$, второй член в (1) близок к нулю и крутящий момент обусловлен только первым членом. Тогда $L = -\partial\Phi/\partial\vartheta = K_1 \sin 2\vartheta$, т. е. кривая крутящих моментов описывается неискаженной синусоидой с периодом π .

С увеличением поля, когда $\sigma_1 H \neq \sigma_2 H$, форма кривой крутящих моментов искажается.

Если считать, что (как и в феррите с марганцем) титан и цинк распределены соответственно по $12k$ и $4f_1$ местам, то среди шпинельных блоков окажутся блоки с одним ионом Zn^{2+} в $4f_1$ месте и двумя ионами Ti^{4+} в $12k$ местах. Такой блок будет антиферромагнитным, и крутящий момент L_a , обусловленный этим блоком, будет зависеть только от раз-

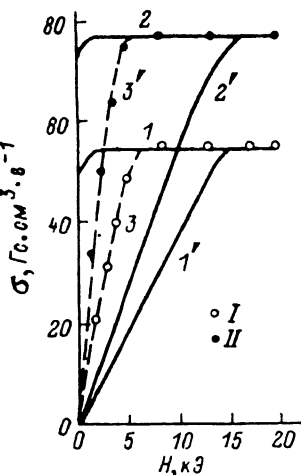


Рис. 2. Кривые намагничивания $Ti_{1.5}Zn_{1.5}M$.

1 — $H \parallel c$ ($\alpha = 0$), 293 К; 2 — $H \parallel c$, 77 К. 1' — $H \perp c$ ($\alpha = \pi/2$), 293 К; 2' — $H \perp c$, 77 К; 3 — $\alpha = 45^\circ$, зависимость $\sigma(H) = (\sigma_{\parallel}^2 + \sigma_{\perp}^2)^{1/2}(H)$, 293 К; 3' — $\alpha = 45^\circ$, зависимость $\sigma(H) = (\sigma_{\parallel}^2 + \sigma_{\perp}^2)^{1/2}(H)$, 77 К.

ности магнитных восприимчивостей $\Delta\chi = \chi_{\parallel c} - \chi_{\perp c}$ и от величины приложенного магнитного поля: $L_a = (\Delta\chi/2)H^2 \sin 2\alpha$. У антиферромагнетиков разность восприимчивостей $\Delta\chi$ понижается с понижением температуры. Поэтому в слабых полях, где этот момент может быть сравним по величине с моментом, обусловленным вращением намагниченности в поле, суммарный крутящий момент понижается с понижением температуры. Если это так, то в кристаллах $BaFe_{12}O_{19}$, т. е. в чистой структуре М без замены части ионов Fe^{3+} на немагнитные ионы, не должно наблюдаться уменьшения величин крутящих моментов в слабых полях при понижении температуры. Кривые крутящих моментов кристаллов $BaFe_{12}O_{19}$ в слабых полях показали, что они имеют форму неискаженных синусоид с периодом π . Эта особенность, по-видимому, присуща всем одноосным магнитным кристаллам. Однако вторая особенность отсутствует: величина крутящих моментов при 77 К кристалла $BaFe_{12}O_{19}$ во всех полях больше, чем при 293 К.

Л и т е р а т у р а

- [1] Ferromagnetic materials. Amsterdam—N. Y.—Oxford, 1982, vol. 3. 852 с.
 [2] Olés A., Kajzar F., Kucab M., Sikora W. Magnetic structures determined by neutron diffraction. Warszawa, Krakow, 1976. 727 с.
 [3] Ажулов Н. С. Ферромагнетизм. М., 1939. 187 с.

Институт кристаллографии АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
9 марта 1988 г.