

01;05

## Влияние внешнего магнитного поля на ориентационные фазовые диаграммы кристалла-пластины (011) с комбинированной анизотропией

© Р.М. Вахитов, В.В. Гриневич, М.М. Вахитова

Башкирский государственный университет,  
450074 Уфа, Россия  
e-mail: VakhitovRM@bsu.bashedu.ru

(Поступило в Редакцию 3 сентября 2001 г.)

Теоретически изучается влияние внешнего магнитного поля на однородные магнитные состояния кристалла-пластины (011) с комбинированной анизотропией. Показано, что „включение“ магнитного поля приводит к понижению магнитной симметрии кристалла и изменению картины спин-переориентационных фазовых переходов в них, которая существенно зависит от величины и ориентации магнитного поля. Найдены кривые критических полей и определены общие закономерности перемагничивания пластины (011), обусловленные вращательным механизмом.

### Введение

Как известно, эпитаксиально выращенные монокристаллы ферритов-гранатов, используемые в различных магнитоэлектронных устройствах, наряду с наведенной одноосной анизотропией (НОА) обладают и естественной кубической (КА) [1,2]. Сочетание двух типов анизотропий различной симметрии существенно сказывается на многих свойствах таких материалов, в том числе и на их поведении во внешнем магнитном поле. Исследование процессов намагничивания и перемагничивания дают разностороннюю информацию о свойствах этих кристаллов и, в частности, позволяет определить некоторые магнитные характеристики, важные в практическом отношении. В связи с этим представляет интерес изучение влияния внешнего магнитного поля на равновесные направления вектора намагниченности  $M$  в кристаллах-пластинах (011) с комбинированной анизотропией. Ранее аналогичные исследования были проведены для магнетиков, представляющих (001)- и (111)-ориентированные пластины [3–5]. Предлагаемая работа позволяет создать более полную картину процессов перемагничивания в таких материалах, обусловленных механизмом когерентного вращения магнитных моментов. В то же время в рассматриваемых магнетиках НОА имеет две составляющие: перпендикулярную и ромбическую. Наличие последней улучшает их динамические характеристики, что вызывает повышенный интерес к ним.

### Однородные магнитные состояния кристалла в нулевом поле

Рассмотрим плотность энергии однородно намагниченной пластины (011) с комбинированной анизотропией при учете внешнего магнитного поля  $H$ , которая в

системе координат с  $Oz \parallel [011]$ ,  $Ox \parallel [100]$ ,  $Oy \parallel [01\bar{1}]$  запишется в виде

$$\begin{aligned}
 E = & K_u \sin^2 \Theta + K_p \sin^2 \Theta \sin^2 \varphi \\
 & + K_1 \left[ \sin^4 \Theta \left( \cos^2 \varphi \sin^2 \varphi + \frac{1}{4} \sin^4 \varphi \right) \right. \\
 & \left. + \sin^2 \Theta \cos^2 \Theta \left( \cos^2 \varphi - \frac{1}{2} \sin^2 \varphi \right) + \frac{1}{4} \cos^4 \Theta \right] \\
 & + \frac{1}{4} K_2 \left[ \sin^2 \Theta \cos^4 \Theta \cos^2 \varphi - 2 \sin^4 \Theta \cos^2 \Theta \sin^2 \varphi \right. \\
 & \left. \times \cos^2 \varphi + \sin^6 \Theta \sin^4 \varphi \cos^2 \varphi \right] - (MH), \quad (1)
 \end{aligned}$$

где  $K_u$  и  $K_p$  — константы одноосной и ромбической анизотропии,  $K_1$  и  $K_2$  — первая и вторая константы КА;  $\Theta$  и  $\varphi$  — полярный и азимутальный углы вектора намагниченности  $M$ ; учет конечности пластины приводит лишь к перенормировке константы  $K_u$ :  $K_u \rightarrow K_u - 2\pi M_s^2$  ( $M_s$  — намагниченность насыщения).

Равновесные направления вектора намагниченности  $M$  в рассматриваемом кристалле определяются из минимума (1), т. е. из решений уравнений

$$\frac{\partial E}{\partial \varphi} = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial \Theta} = 0 \quad (2)$$

при условии

$$\frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} > 0, \quad \frac{\partial^2 E}{\partial \Theta^2} > 0, \quad \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \Theta^2} - \left( \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi \partial \Theta} \right)^2 > 0. \quad (3)$$

Анализ этих соотношений показывает [6], что в пластине (011) в нулевом поле ( $H = 0$ ) возможно существование девяти магнитных фаз, три из которых симметричные, а шесть — дисимметричные (рис. 1, 2) [7]. Причем

пять из них — угловые и характеризуются тем, что в них направление вектора  $\mathbf{M}$  изменяется в определенных плоскостях симметрии куба в зависимости от изменения параметров  $\kappa_1$ ,  $\kappa_2$ ,  $\kappa_p$ , где  $\kappa_1 = K_1/|K_u|$ ,  $\kappa_2 = K_2/|K_u|$ ,  $\kappa_p = K_p/|K_u|$ , а шестая является фазой общего вида. Параметры этих фаз, представленные в таблице, и степень их вырождения определяются в основном симметрией рассматриваемой пластины (группа  $D_{2h}$ ) [7,8]. В частности, высокосимметричные фазы имеют двукратное вырождение, угловые — четырехкратное, а фаза общего вида — восьмикратное. Угловые фазы  $(\Phi_{<}^{\text{II}})_{1,2}$ , а также  $(\Phi_{<}^{\text{III}})_{1,2}$  обладают одинаковой группой симметрии; их наличие обусловлено более полным учетом симметрии КА ( $K_2 \neq 0$ ). Действительно, из анализа асимптотического поведения фаз  $(\Phi_{<}^{\text{III}})_{1,2}$  видно, что при  $K_2 \rightarrow 0$  фаза  $(\Phi_{<}^{\text{III}})_1$  непрерывно переходит в угловую фазу  $\Phi_{<}^{\text{III}}$ , изученную ранее [9,10] и имеющую место при  $K_2 = 0$ , а второе решение уравнений (2), (3), соответствующее фазе  $(\Phi_{<}^{\text{III}})_2$ , теряет смысл. Оно появляется только в случае  $K_2 \neq 0$ , т.е. при учете вклада легких осей КА типа [011] в спектр однородных магнитных состояний пластины. Это следует хотя бы из совпадения областей устойчивости фазы  $(\Phi_{<}^{\text{III}})_2$  и фазы  $\langle 011 \rangle$  [11] по параметрам  $K_1$  и  $K_2$ . Этим же обстоятельством объясняется и возникновение фазы типа  $[uvw]$ , область

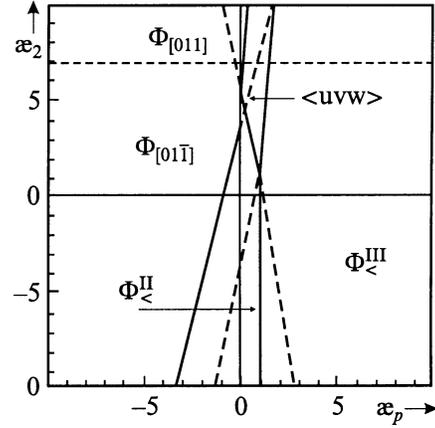


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для случая  $K_u < 0$ ,  $\kappa_1 = -1.5$ .

существования которой показана на фазовой диаграмме (рис. 2) в координатах  $(\kappa_p, \kappa_2)$ .

Другой особенностью ориентационной фазовой диаграммы пластины (011) является наличие на ней (рис. 1) пятерной точки. Это находится в соответствии с правилом фаз Гиббса, которое утверждает, что данная термодинамическая система находится в равновесном состоянии под действием трех типов внутренних полей, обусловленных тремя типами анизотропий разной симметрии: одноосной, ромбической и кубической [6].

## Магнитные фазовые диаграммы при наличии внешнего поля

Для того чтобы исследовать влияние магнитного поля на основное состояние кристалла, необходимо учесть зеемановское взаимодействие ( $H \neq 0$ ), вклад которого в (1) зависит от ориентации  $\mathbf{H}$  относительно кристаллографических осей. С этой целью рассмотрим три характерных направления поля:  $\mathbf{H} \parallel [011]$ ,  $\mathbf{H} \parallel [100]$ ,  $\mathbf{H} \parallel [01\bar{1}]$ .

1)  $\mathbf{H} \parallel [011]$ . В этом случае магнитная симметрия кристалла понижается в  $D_{2h}$  до  $C_{2v}$ . Потеря элемента симметрии  $\sigma$  ( $\sigma_h(m)$  — плоскость зеркального отображения, совпадающая с (011)) приводит к расщеплению угловых фаз  $\Phi_{<}^{\text{I}}$  и  $\Phi_{<}^{\text{III}}$  на два типа состояний: устойчивых, в которых вектор намагниченности  $\mathbf{M}$  образует острый угол  $\Theta$  с направлением поля и метастабильных, где  $\pi/2 < \Theta < \pi$ . При этом области их существования уже не совпадают. Так, если границей существования энергетически менее выгодной фазы  $(\Phi_{<}^{\text{I}})_2^z$  является кривая 1 (рис. 3,а), то устойчивая  $(\Phi_{<}^{\text{I}})_1^z$  занимает область на фазовой диаграмме, ограниченную кривыми 2, 3. Слияясь со скошенной полем фазой  $\Phi_{[01\bar{1}]}$  (являющейся симметричной в отсутствие поля), она образует единую угловую фазу  $(\Phi_{[01\bar{1}]}^{\text{I}})_1^z$  с  $\varphi = \pi/2, 3\pi/2$ , область существования которой ограничена линией СПФП II рода:  $(\Phi_{[01\bar{1}]}^{\text{I}})_1^z \leftrightarrow (\Phi_{<}^{\text{II}})^z$  (кривая 4). Таким образом, под

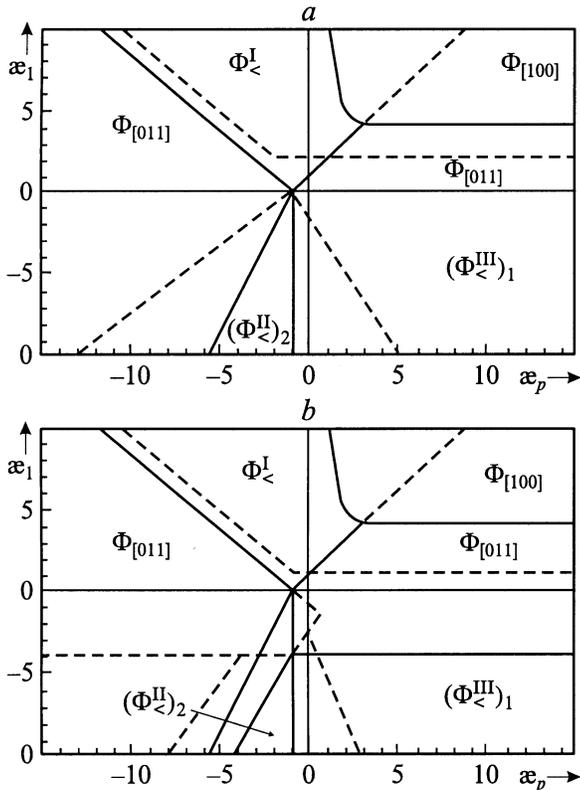


Рис. 1. Фазовая диаграмма однородных магнитных состояний пластины (011) в нулевом поле для случая  $K_u > 0$ .  $\kappa_2$ : а —  $-4$ , б —  $4$ . Сплошные кривые — СПФП, штриховые — границы областей метастабильного существования фаз.

Магнитные фазы в пластине (011) в нулевом поле ( $H = 0$ )

Фазы	Ориентация вектора намагниченности	Область существования
$\Phi_{[011]}$	$\vartheta = 0; \pi; \mathbf{M} \parallel [011]$	$K_1 > -2(2K_u + K_1), K_1 < K_u + K_p$
$\Phi_{[100]}$	$\vartheta = \pi/2; \varphi = 0, \pi; \mathbf{M} \parallel [100]$	$K_1 > K_u, K_1 < -K_p$
$\Phi_{[01\bar{1}]}$	$\vartheta = \pi/2, \varphi = \pi/2, 3\pi/2; \mathbf{M} \parallel [01\bar{1}]$	$K_1 < -(K_u + K_p), K_1 > 2K_p - K_2/2$
$\Phi_{<}^I$	$\sin \varphi = \{ [K_1 - (K_u + K_p)] / 2K_1 \}^{1/2}, \vartheta = \pi/2, 3\pi/2; \mathbf{M} \parallel [0uv]$	$K_1 > -(K_u + K_p), K_1 > K_u + K_p, 4K_1^3 + 2K_1^2(K_u - K_p) + K_2(K_u + K_p)^2 > 0$
$(\Phi_{<}^{\text{II}})_1$	$\vartheta = \pi/2, \sin \varphi = \pm \sqrt{\frac{A_1 + B_1}{3K_2}}, \mathbf{M} \parallel [uv\bar{v}]$	
$(\Phi_{<}^{\text{II}})_2$	$\vartheta = \pi/2, \sin \varphi = \pm \sqrt{\frac{A_1 - B_1}{3K_2}}, \mathbf{M} \parallel [uv\bar{v}]$	
$(\Phi_{<}^{\text{III}})_1$	$\sin \varphi = \pm \sqrt{\frac{A_1 + B_1}{3K_2}}, \vartheta = 0, \pi, \mathbf{M} \parallel [uvv]$	
$(\Phi_{<}^{\text{III}})_2$	$\sin \varphi = \pm \sqrt{\frac{A_1 - B_1}{3K_2}}, \vartheta = 0, \pi, \mathbf{M} \parallel [uvv]$	
$\Phi_{<}^{\text{IV}}$	$\mathbf{M} \parallel [uvv]$	

Примечание.  $A_1 = K_2 - 3K_1, B_1 = \sqrt{A_1^2 + 12K_2(K_1 + K_2)}, A_1 = K_2 + 3K_1, B_1 = \sqrt{A_2^2 - 3K_2(K_u + 2K_1 + K_2)}$ . Отсутствие записи в последней клетке означает, что область устойчивости соответствующей фазы невозможно выразить в виде простых формул; они находятся из общих условий (3).

действием поля разрушается СПФП II рода  $\Phi_{[01\bar{1}]} \leftrightarrow \Phi_{<}^I$  (рис. 3, б) и точка А оказывается уже не пятерной, а четверной. Области существования стабильной  $(\Phi_{<}^{\text{III}})_1^z$  и метастабильной  $(\Phi_{<}^{\text{III}})_2^z$  фаз в поле также расходятся друг относительно друга: границы их существования на фазовой диаграмме представлены кривыми 5, 6 и 7, 8.

Угловые фазы  $(\Phi_{<}^{\text{II}})_{1,2}$  трансформируются в фазы общего вида  $(\Phi_{<}^{\text{II}})^z$  без снятия вырождения, так как в рассматриваемом случае  $\mathbf{H} \parallel 2_z$  и не меняет их группу симметрии. С возрастанием величины приведенного поля  $h = M_s H / |K_u|$  линия СПФП I рода:  $(\Phi_{<}^{\text{III}})^z \leftrightarrow (\Phi_{<}^{\text{III}})_1^z$  смещается в сторону меньших значений параметра  $\kappa_p$  (рис. 3, а, кривая 9). По этой же причине остается вырожденной и  $\Phi_{[100]}$ , которая под действием поля преобразуется в угловую фазу  $(\Phi_{[100]})_{<}^z$  типа  $[uvv]$ . Область ее существования, ограниченная на рис. 3, а кривой 10, с увеличением  $h$  вытесняется с фазовой диаграммы. Соответственно смещаются в сторону больших значений параметров  $\kappa_1$  и  $\kappa_2$  линии СПФП I рода:  $(\Phi_{[100]})_{<}^z \leftrightarrow \Phi_{[011]}$  (кривая 11) и  $(\Phi_{[100]})_{<}^z \leftrightarrow (\Phi_{[01\bar{1}]}^I)_1$  (кривая 12).

Снимается вырождение фазы  $\Phi_{[011]}$ ; она разбивается на две энергетические не эквивалентные симметричные фазы: устойчивую с  $\mathbf{M} \parallel [011]$ , вытесняющую с возрастанием  $h$  остальные фазы, и метастабильную ( $\mathbf{M} \parallel [0\bar{1}\bar{1}]$ ). Область существования последней ограничена значениями приведенного поля (рис. 4), удовлетворяющими соотношению

$$h_{0z} \geq -2 \text{sign } K_u - \kappa_1 - \frac{\kappa_2}{2}. \quad (4)$$

Оно по смыслу соответствует коэрцитивной силе образца. Как видно из (4), в нее также вносят вклад первая и вторая константы КА.

2)  $\mathbf{H} \parallel [100]$ . В этом случае частично снимается вырождение фаз  $(\Phi_{<}^{\text{II}})_{1,2}$  и  $(\Phi_{<}^{\text{III}})_{1,2}$ , которые, оставаясь

угловыми с  $\Theta = \pi/2$  ( $\mathbf{M} \parallel [uv\bar{v}]$ ) и  $\varphi = 0, \pi$  ( $\mathbf{M} \parallel [uvv]$ ) соответственно, распадаются на две двукратно вырожденные фазы (устойчивую и метастабильную), каждая из которых имеет различные области существования.

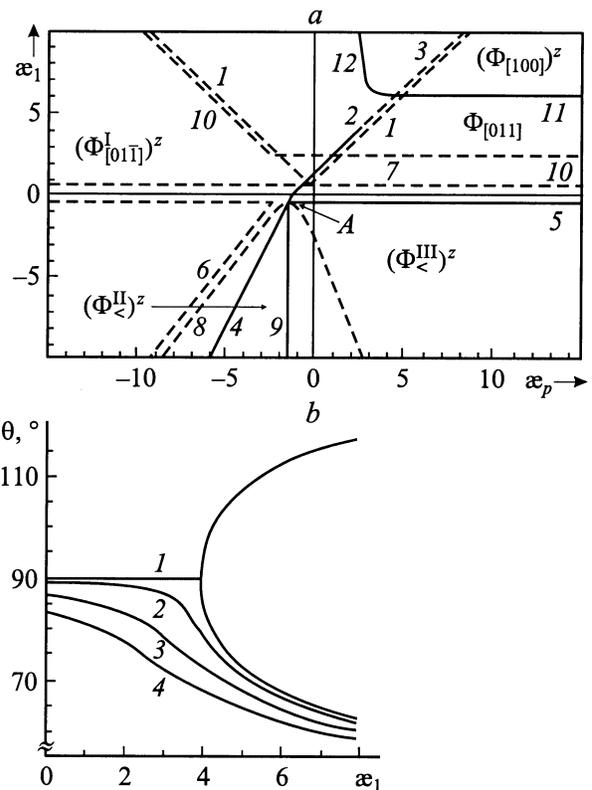


Рис. 3. Фазовая диаграмма однородных магнитных состояний пластины (011) в поле  $\mathbf{H} \parallel [011]$  для случая  $K_u > 0, \kappa_2 = -4, h = 0.5$  (а) и область СПФП II рода, существующего в нулевом поле ( $\kappa_p = -5$ ) при  $h = 0$  (1), 0.1 (2), 0.5 (3), 10 (4) (б). Обозначения кривых соответствуют рис. 1.

Если граница области существования метастабильной фазы  $(\Phi_{<}^{\text{III}})^x$  ограничена на диаграмме (рис. 5) кривой 1, то фаза  $(\Phi_{<}^{\text{II}})^x$  занимает всю область между кривыми 10 и 5 (последняя представляет собой линию СПФП I рода:  $(\Phi_{<}^{\text{III}})^x \leftrightarrow \Phi_{[100]}$ ). Метастабильная фаза  $(\Phi_{<}^{\text{II}})^x$ , лежащая ниже кривой 12, с возрастанием величины приведенного поля вытесняется вниз, в область меньших (отрицательных) значений параметра  $\kappa_1$ . Одновременно другая фаза  $(\Phi_{<}^{\text{II}})^x$  „дуплета“ сливается со скошенной полем фазой  $\Phi_{[01\bar{1}]}$  и образует угловую фазу  $(\Phi_{[01\bar{1}]}^{\text{II}})^x$ . Область существования последней лежит левее и ниже кривых 9 и 11. Здесь кривая 9 соответствует СПФП II рода между фазами  $(\Phi_{[01\bar{1}]}^{\text{II}})^x$  и  $(\Phi_{<}^{\text{I}})^x$ . При этом  $(\Phi_{<}^{\text{I}})^x$  представляет собой уже фазу общего вида, которая по-прежнему является четырехкратно вырожденной. Здесь необходимо отметить, что трансформация угловой фазы  $\Phi_{<}^{\text{I}}$  в фазу общего вида  $(\Phi_{<}^{\text{I}})^x$  можно объяснить тем, что вектор  $\mathbf{M}$ , соответствующей фазе  $\Phi_{<}^{\text{I}}$  в нулевом поле, лежит в плоскости (001). Включение поля с  $\mathbf{H} \parallel [100]$

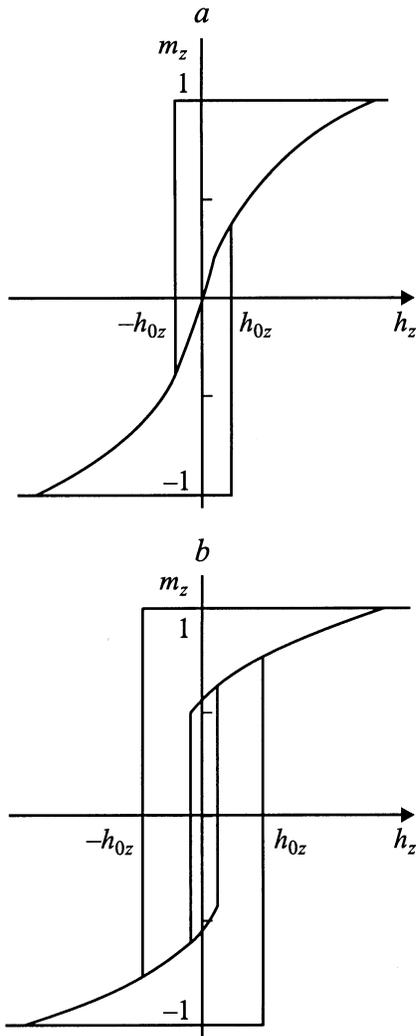


Рис. 4. Кривые намагничивания для  $h = h_z$ ,  $\kappa_2 = -4$ ,  $K_u > 0$ . a —  $\kappa_1 = 2$ ,  $\kappa_p = -2$ ; b —  $\kappa_1 = 1$ ,  $\kappa_p = -3$ .

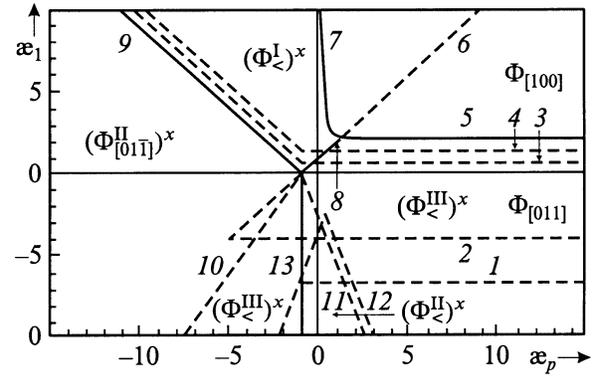
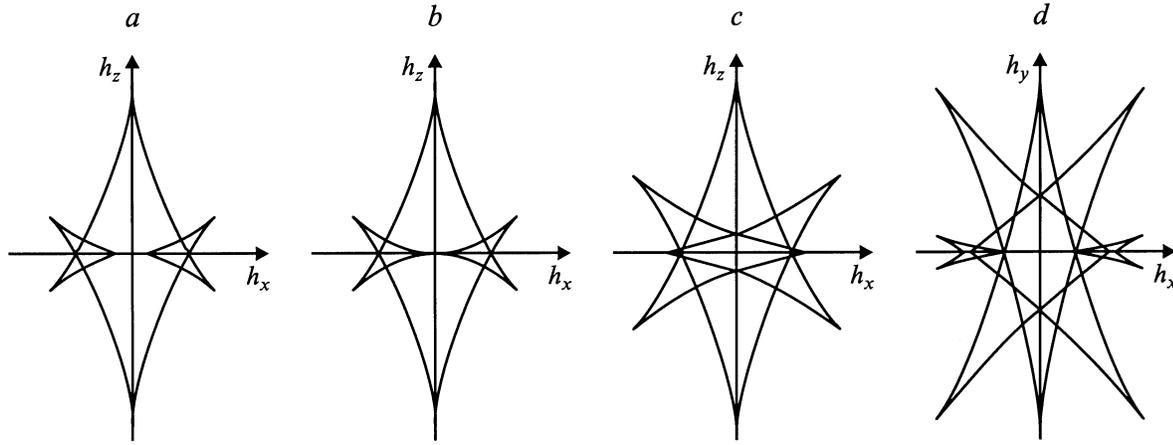


Рис. 5. Фазовая диаграмма однородных магнитных состояний пластины (011) в поле  $\mathbf{H} \parallel [100]$  для случае  $K_u > 0$ ,  $\kappa_2 = 4$ ,  $h = 0.5$ . Штриховка соответствует рис. 1.

как бы „вытягивает“ спины из плоскости (001), что приводит к образованию фазы типа  $[uvw]$ . В то же время вектор  $\mathbf{M}$  в угловых фазах  $(\Phi_{<}^{\text{II}})^x$  и  $(\Phi_{<}^{\text{III}})^x$  лежит в плоскостях (011) или  $(01\bar{1})$ . В этом случае  $\mathbf{H} \parallel [100]$  также лежит в этих плоскостях и трансформации фаз при наложении поля из одного типа в другой не происходит.

Область существования фазы  $(\Phi_{<}^{\text{I}})^x$ , ограниченная справа кривыми 6 и 8 (СПФП I рода:  $(\Phi_{<}^{\text{I}})^x \leftrightarrow (\Phi_{<}^{\text{III}})^x$ ), остается неизменной по сравнению со случаем нулевого поля (рис. 1, b), однако область, где она является энергетически наиболее выгодным состоянием, сужается за счет расширения области существования другой, наиболее выгодной в данном случае симметричной фазы  $(\Phi_{[100]})_1$  с  $\mathbf{M} \parallel [100]$ . Последняя возникает при расщеплении под действием поля двукратно вырожденной фазы  $\Phi_{[100]}$  на два магнитных состояния („дуплета“):  $(\Phi_{[100]})_1$  с  $\mathbf{M} \parallel [100]$  ( $\varphi = 0$ ) и  $(\Phi_{[100]})_2$  с  $\mathbf{M} \parallel [\bar{1}00]$  ( $\varphi = \pi$ ). В этом случае кривая 3 на рис. 5 является границей области устойчивости фазы  $(\Phi_{[100]})_1$ , а кривая 4 — фазы  $(\Phi_{[100]})_2$ ; на кривых 5 и 7 имеет место СПФП I рода между фазой  $(\Phi_{[100]})_1$  и фазами:  $(\Phi_{<}^{\text{III}})^x$  (кривая 5) и  $(\Phi_{<}^{\text{I}})^x$  (кривая 7). Симметричная фаза  $\Phi_{[011]}$  трансформируется в угловую фазу типа  $[uvw]$ , которая сливается с фазой  $(\Phi_{<}^{\text{III}})^x$ . В силу того, что  $\mathbf{H} \perp [011]$ , вырождение фаз сохраняется. В то же время исчезает СПФП II рода:  $\Phi_{[011]} \leftrightarrow \Phi_{<}^{\text{II}}$ , имевший место в нулевом поле.

3)  $\mathbf{H} \parallel [01\bar{1}]$ . Рассматриваемая ситуация изменения ориентационных фазовых диаграмм (ОФД) под действием поля совпадает со случаем  $\mathbf{H} \parallel [011]$ . Это следует из симметрии кристалла-пластины (011). Здесь на равновесную ориентацию вектора  $\mathbf{M}$  оказывают влияние КА и НОА, имеющая две компоненты: перпендикулярную (одноосную) и ромбическую. Их легкие оси взаимно перпендикулярны и совпадают с осями  $[011]$  и  $[01\bar{1}]$ , являющимися с точки зрения кубической симметрии равноправными. Поэтому выделение полем оси  $[01\bar{1}]$  вызывает тот же эффект на ОФД, что и при  $\mathbf{H} \parallel [011]$ .



**Рис. 6.** Кривые критических полей при  $K_u > 0$ ,  $\kappa_2 = 1$ ,  $\kappa_p = 1$ .  $\kappa_1$ :  $a - 0.8$ ,  $b - 1$ ,  $c - 2$ .  $d -$  при  $K_u < 0$ ,  $\kappa_1 = -1$ ,  $\kappa_p = -1$ ,  $\kappa_2 = -50$ .

## Кривые критических полей

Для исследования влияния магнитного поля во всем диапазоне его значений на основное состояние кристалла рассмотрим кривые критических полей, которые определяются из условий (2) и (3) с учетом (1), когда неравенства заменяются на равенства. В случае плоскости  $h_x h_z$ , где  $h_x = H_x M_s / |K_u|$ ,  $h_z = H_z M_s / |K_u|$ , они приводят к параметрическому уравнению вида:

$$\begin{aligned} h_x &= P_1 \cos \Theta - P_2 \sin \Theta, \\ h_z &= -P_1 \sin \Theta - P_2 \cos \Theta, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} P_1 &= \sin 2\Theta \left[ \text{sign } K_u + \frac{1 - 3 \sin^2 \Theta}{4} (2\kappa_1 + \kappa_2 \cos^2 \Theta) \right], \\ P_2 &= 2 \text{sign } K_u \cos 2\Theta + \kappa_1 \left[ \sin^2 \Theta (2 \sin^2 \Theta - 9 \cos^2 \Theta) \right. \\ &\quad \left. + \cos^4 \Theta \right] + \frac{\kappa_2}{2} \cos^2 \Theta \left[ \cos^4 \Theta + \sin^2 \Theta (6 - 17 \cos^2 \Theta) \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

На рис. 6,  $a-c$  приведены графики соответствующих кривых. Видно, что с уменьшением величины параметра  $\kappa_1$  (вклад НОА по сравнению с КА возрастает) область существования четырех состояний уменьшается и при  $\kappa_1 = 1$  стягивается в точку. Кривые в плоскости  $h_y h_z$ ,  $h_y = H_y M_s / |K_u|$  имеют вид, аналогичный рассмотренному выше случаю, но повернуты по сравнению с ним на  $90^\circ$ . Таким образом, прослеживаются общие закономерности процессов намагничивания кубических кристаллов с наведенной одноосностью [3–5]. Наряду с этим в силу особенностей рассматриваемой пластины имеются и некоторые отличия. Так, в плоскости  $h_x h_y$  (рис. 6,  $d$ ), где условия (2), (3) приводят к параметри-

ческому уравнению вида

$$\begin{aligned} h_x &= -P_3 \cos \Theta - P_4 \sin \Theta, \\ h_y &= -P_3 \sin \Theta + P_4 \cos \Theta, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} P_3 &= 2\kappa_p \cos 2\varphi + \kappa_1 \left[ 2 \cos^4 \varphi - 9 \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi + \sin^4 \varphi \right] \\ &\quad + \frac{\kappa_2 \sin^2 \varphi}{2} (\sin^4 \varphi - 11 \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi + 6 \cos^4 \varphi), \\ P_4 &= \sin 2\varphi \left[ \kappa_p + \frac{3 \cos^2 \varphi - 1}{4} (2\kappa_1 + \kappa_2 \sin^2 \varphi) \right], \end{aligned} \quad (8)$$

в случае, когда вторая константа КА значительно превосходит по абсолютной величине константу одноосной анизотропии ( $K_u < 0$ ), появляются две области, в которых возможно существование шести магнитных фаз. Наличие таких областей, соответствующих областям гистерезиса, указывает на сложный характер процесса перемангничивания рассматриваемого магнетика.

## Заключение

Таким образом, воздействие магнитного поля на основное состояние пластины (011) приводит к понижению его магнитной симметрии. Вследствие этого частично или полностью снимается вырождение магнитных фаз. В результате существенно изменяется ОФД пластины (011): одни фазы полностью исчезают, другие трансформируются с изменением их симметрии. Аналогичные процессы под действием поля имеют место со СПФП. Более сложной становится картина перемангничивания таких кристаллов: она зависит не только от величины и ориентации внешнего магнитного поля, но и от констант КА и НОА (последняя описывается уже двумя параметрами). Полученные результаты, с одной стороны,

восполняют пробел, связанный с отсутствием подобного анализа для пластины (011). С другой стороны, они выявляют и общие закономерности процессов перемагничивания кристаллов с комбинированной анизотропией, что представляет интерес для экспериментальных исследований.

Работа выполнена при поддержке Минобразования (грант № E00-3.4-342).

## Список литературы

- [1] Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. Прикладная магнитооптика. М., 1990. 320 с.
- [2] Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения. М., 1987. 419 с.
- [3] Мицек А.И., Колмакова Н.П., Сирота Д.И. // Металлофизика. 1982. Т. 4. № 4. С. 26–33.
- [4] Vakhitov R.M., Kuchеров V.Ye. // J. Magn. Magn. Mater. 2000. Vol. 215–216. P. 56–59.
- [5] Гриневич В.В., Вахитов Р.М. // ФТТ. 1996. Т. 38. Вып. 11. С. 3409–3419.
- [6] Вахитов Р.М. // ФММ. 2000. Т. 80. № 6. С. 16–20.
- [7] Гуфан Ю.М. // Структурные фазовые переходы. М.: 1982. 304 с.
- [8] Изюмов Ю.А., Сыромятников В.Н. // Фазовые переходы и симметрия кристаллов. М., 1984. 248 с.
- [9] Бучельников В.Д., Шавров В.Г. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 5. С. 1296–1301.
- [10] Сабитов Р.М., Вахитов Р.М., Шанина Е.Г. // МЭ. 1989. Т. 18. № 3. С. 266–273.
- [11] Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М., 1979. 320 с.