

## МАГНИТНЫЕ ФАЗЫ И СПИН-ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ (СПФП) В КУБИЧЕСКОМ ФЕРРОМАГНЕТИКЕ ПРИ ДЕЙСТВИИ ВНЕШНИХ НАПРЯЖЕНИЙ И МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

© В.В.Гриневич, Р.М.Вазитов

Башкирский государственный университет,  
450074 Уфа, Россия  
(Поступила в Редакцию 5 мая 1996 г.)

Изучается влияние магнитного поля на основное состояние кристалла-пластины (111) с комбинированной анизотропией. Показано, что наличие магнитного поля приводит к расщеплению вырожденных состояний вектора намагниченности  $M$  (в нулевом поле) на энергетически неэквивалентные фазы. Полученные магнитные фазовые диаграммы существенным образом зависят от ориентации и величины магнитного поля. Найдены кривые критических полей и определены общие закономерности перемагничивания пластины (111).

Известно, что феррит-гранатовые пленки, широко исследуемые экспериментально и имеющие практическое применение [1-3], обладают двумя типами анизотропий: наведенной одноосной (НОА) и естественной кубической (КА). Такое сочетание анизотропий с различными группами симметрии существенно влияет на основное состояние кристалла, на формирование доменной структуры и на ее статические и динамические свойства (см., например, [4,5]). Причем характер этой зависимости во многом определяется кристаллографической ориентацией пленки. В этом смысле наибольший интерес для исследования (с точки зрения сложности и малоизученности) представляют кристаллы-пластины типа (111) с комбинированной анизотропией, в которых аксиальная ось симметрии НОА направлена вдоль оси [111]. Аналогичная ситуация [6] возникает при наложении на кубический кристалл внешних напряжений с  $\sigma \parallel [111]$ . Магнитные фазовые диаграммы, построенные при учете первой  $K_1$  и второй  $K_2$  констант КА, имеют ряд особенностей [7], которые не возникают в других пластинах [5,6] и обусловлены симметрией данного кристалла. Однако при моделировании реальных процессов [8,9] анализ рассматриваемой ситуации не достаточен без учета внешних магнитных полей. Это связано еще с тем, что однородные магнитные состояния в кристаллах практически всегда могут реализоваться во внешних магнитных полях, превышающих критическое значение.

Следует отметить, что учет влияния зеемановского взаимодействия на основное состояние кубического ферромагнетика был проделан в [10], где расчеты сочетались с их экспериментальным изучением. В частности, было показано, что хорошее согласие с экспериментом достигается при учете размагничивающих факторов образца, т.е. при учете НОА, обусловленной «анизотропией формы» [11].

## 1. Магнитные фазовые диаграммы пластины (111)

Рассмотрим кубический ферромагнетик в виде однородно намагниченной плоскопараллельной пластины бесконечной протяженности, на которую наложено внешнее напряжение с  $\sigma \parallel [111]$  перпендикулярно ее поверхности. Плотность энергии (термодинамический потенциал) в этом случае может быть представлен в виде

$$E = K_u \sin^2 \vartheta + K_1 \left[ \frac{1}{4} \sin^4 \vartheta + \frac{1}{3} \cos^4 \vartheta + \frac{\sqrt{2}}{3} \sin^3 \vartheta \cos^3 \vartheta \cos 3\varphi \right] + \frac{1}{54} K_2 \left[ \sin^3 \vartheta \cos^3 \varphi + \frac{\sqrt{2}}{2} \cos \vartheta (3 \sin^2 \vartheta - 2 \cos^2 \vartheta) \right]^2 - (M H), \quad (1)$$

где  $K_u = 3\sigma\lambda_{111}/2$  — константа НОА ( $\lambda_{111}$  — константа магнитострикции),  $\varphi$  и  $\vartheta$  — азимутальный и полярный углы вектора намагниченности  $M$  в системе координат с  $Ox \parallel [11\bar{2}]$ ,  $Oy \parallel [\bar{1}10]$ ,  $Oz \parallel [111]$ ,  $H$  — внешнее магнитное поле. Учет размагничивающих факторов пластины приводит лишь к перенормировке константы НОА,  $K_u \rightarrow K_u - 2\pi M_s^2$ .

Задача о нахождении спектра однородных магнитных состояний сводится к минимизации выражения (1), т.е. к решению системы

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

при условии

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

Как показывают расчеты [7], в нулевом поле возможно существование шести магнитных фаз, две из которых симметричные ( $F_{[111]}$ ,  $F_{[10\bar{1}]}$ ), а четыре — угловые ( $F_{<}^I$ ,  $F_{<}^{II}$ ,  $F_{<}^{III}$ ,  $F_{<}^{IV}$ ). Поскольку симметрия кристалла (111) относится к группе  $D_3$ , где ось [111] является зеркально-поворотной осью, то все магнитные фазы имеют шестикратное вырождение, за исключением фазы  $F_{[111]}$ , вырожденной двукратно.  $F_{<}^I$ ,  $F_{<}^{II}$ ,  $F_{<}^{III}$  — это фазы типа  $[uiw]$ ; в них вектор  $M$  лежит в одной из плоскостей  $(\bar{1}10)$ ,  $(10\bar{1})$ ,  $(01\bar{1})$ . Их возникновение связано с наличием НОА, которая расщепляет высокосимметричные фазы типа  $\langle 001 \rangle$ ,  $\langle 011 \rangle$ ,  $\langle 111 \rangle$ , что обуславливает их появление взамен «утерянных» элементов симметрии [7]. Это следует из анализа асимптотического поведения угловых фаз: при  $K_u \rightarrow 0$   $F_{<}^I$  вырождается в фазу  $\langle 001 \rangle$ ,  $F_{<}^{II}$  — в фазу  $\langle 111 \rangle$ , а  $F_{<}^{III}$  — в фазу  $\langle 011 \rangle$ . Фаза  $F_{<}^{IV}$  является также угловой, но более

общего вида:  $[uvw]$ . Она не возникает в чисто кубическом кристалле [12] даже в четырехконстантном приближении [13]. Ее появление, характерное для пластины (111), обусловлено прежде всего сочетанием двух типов анизотропий различной природы, и при  $K_u \rightarrow 0$  она исчезает. Область ее устойчивости находится в узком интервале по  $\kappa_1$  ( $\Delta\kappa_1 \approx 0.2$ ,  $\kappa_1 = K_1/|K_u|$ ), и в этом смысле она играет «буферную» роль [7], так как вектор  $M$  осуществляет непрерывный переход из фазы  $F_{<}^I$  в фазу  $F_{<}^{III}$  при  $K_u > 0$  путем двух СПФП второго рода. Аналогичную функцию она выполняет и при  $K_u < 0$ . В этом случае вектор  $M$  непрерывно переходит из фазы  $F_{[10\bar{1}]}$  в фазу  $F_{<}^I$ , причем переход  $F_{<}^I \rightleftharpoons F_{<}^V$  есть СПФП второго рода, а  $F_{[10\bar{1}]} \rightleftharpoons F_{<}^V$  осуществляется непрерывно без совершения фазового перехода (аналогично системе жидкость-пар выше критической температуры). Подобный переход возможен также между фазами  $F_{<}^I$  и  $F_{<}^{II}$  при  $K_u < 0$  в области на фазовой диаграмме, лежащей между точками  $A$  и  $O$  (рис. 2 из [7]).

Очевидно, что включение магнитного поля будет существенно изменять спектр однородных магнитных состояний пластины (111), причем характер этого изменения будет определяться ориентацией  $H$ . С этой целью рассмотрим три наиболее характерных направления магнитного поля:  $H \parallel [111]$ ,  $[\bar{1}10]$ ,  $[11\bar{2}]$ .

1)  $H \parallel [111]$ . В этом случае симметрия кристалла понижается с  $D_3$  до  $C_3$  и ось  $[111]$  является уже осью симметрии третьего порядка. Вследствие потери элемента симметрии (инверсии  $i$ ) угловые фазы типа  $[uvw]$  распадаются на две трехкратно вырожденные фазы:  $[uvw]_1^a$ ,  $[uvw]_2^a$ , где верхний индекс соответствует рассматриваемому случаю ориентации поля  $H$ , а нижний — номеру фазы в порядке возрастания значения их энергий. При этом устойчивыми являются состояния с  $0 < \vartheta < \pi/2$  (что соответствует  $\varphi = 0, 2\pi/3, 4\pi/3$  для фаз  $(F_{<}^{II})_1^a$ ,  $(F_{<}^{III})_1^a$  и  $\varphi = \pi/3, \pi, 5\pi/3$  для  $(F_{<}^I)_2^a$ ), а метастабильными — с  $\pi/2 < \vartheta < \pi$ . То же самое относится и к угловой фазе типа  $[uvw]$  при  $K_u > 0$ , которая вследствие ее «буферной» роли вынуждена распадаться на две трехкратно вырожденные фазы:  $[uvw]_1^a$ ,  $[uvw]_2^a$ . Тогда переход  $(F_{<}^I)_1^a \rightleftharpoons (F_{<}^V)_1^a \rightleftharpoons (F_{<}^{II})_1^a$  будет происходить аналогично случаю  $H = 0$ . Четверная точка, где сходятся области устойчивости четырех фаз ( $F_{[111]}$ ,  $F_{<}^I$ ,  $F_{<}^{III}$ ,  $F_{<}^V$  при  $H = 0$ ), при включении поля сдвигается вправо (точка  $D$  на рис. 1,  $a$ ), в область больших значений  $\kappa_2$ , однако из нее выделяется еще одна четверная точка  $D'$ , в которой сходятся области существования четырех метастабильных фаз:  $F_{[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]}^a$ ,  $(F_{<}^I)_2^a$ ,  $(F_{<}^{III})_2^a$ ,  $(F_{<}^V)_2^a$ .

Симметричная фаза  $F_{[111]}$  в поле  $H \parallel [111]$  расщепляется на два невырожденных состояния (фазы  $F_{[111]}^a$  и  $F_{[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]}^a$ ), области устойчивости которых лежат ниже кривых

$$\kappa_1 = \frac{3}{2} \left( \text{sign } K_u \pm \frac{h}{2} \right) - \frac{\kappa_2}{3}. \quad (4)$$

Здесь знак плюс соответствует  $F_{[111]}^a$  (линия 1 на рис. 1), а знак минус — фазе  $F_{[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]}^a$  (линия 1');  $h = MH/|K_u|$ . Очевидно, что фаза  $F_{[111]}^a$  будет с возрастанием поля заполнять всю область фазовой диаграммы, сдвигая границы ее устойчивости вверх.

Для равновесных состояний вектора  $M$ , связанных с симметричной фазой  $F_{[10\bar{1}]}$ , направление  $[111]$  является осью симметрии шестого порядка даже в ненулевом поле, вследствие чего эта фаза под действием поля либо полностью исчезает ( $K_u > 0$ ), либо трансформируется в фазу типа  $[uvw]$  при  $K_u < 0$ , сливаясь с «буферной» фазой  $(F_{<}^V)_1^a$ . В этом случае область ее устойчивости сужается с возрастанием  $H$ . При  $K_u < 0$  переход  $F_{<}^I \rightleftharpoons F_{<}^{II}$ , осуществляемый без СПФП (при  $H = 0$ ), оказывается здесь невозможным. При наложении поля он трансформируется в СПФП первого рода  $(F_{<}^I)_1^a \rightleftharpoons (F_{<}^{II})_1^a$  (кривая 2 на рис. 1, b).

В области  $\kappa_2 \geq 0$  фаза  $F_{[10\bar{1}]}$  под действием поля сливается с фазой  $F_{<}^{IV}$ , образуя «буферную»  $F_{<}^V$ , посредством которой возможен переход  $(F_{<}^I)_1^a \rightleftharpoons (F_{<}^{II})_1^a$  путем двух СПФП: второго рода (кривая 3 на рис. 1) и первого рода (кривая 4). С увеличением  $h$  область устойчивости фа-

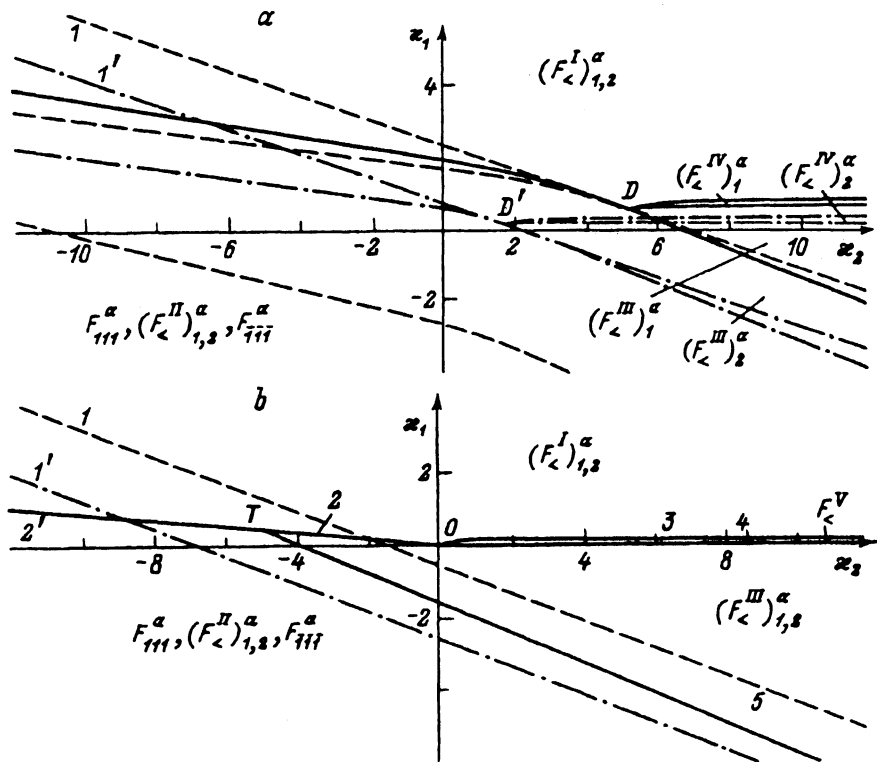


Рис. 1. Фазовые диаграммы однородных магнитных состояний пластины (111) для случая  $H \parallel [111]$ .

$a$  —  $K_u > 0$ ,  $h = 1.1$ ,  $b$  —  $K_u < 0$ ,  $h = 1.5$ . Сплошными линиями обозначены кривые, соответствующие СПФП, штриховыми и штрихпунктирными — границы областей метастабильного существования соответствующих фаз.

зы  $F_{<}^V$  сужается. При этом точка  $O$  из четверной трансформируется в тройную точку. При достаточно большом  $h$  и определенных значениях  $\kappa_1, \kappa_2$  фаза  $F_{[111]}^a$  становится энергетически более выгодной, чем фаза  $(F_{<}^{\text{II}})_1^a$ , в результате чего между ними возможен СПФП первого рода (кривая 5 на рис. 1, б), а СПФП первого рода между фазами  $F_{<}^{\text{I}}$  и  $F_{<}^{\text{II}}$  (происходящий в нулевом поле) сменяется СПФП первого рода между  $(F_{<}^{\text{I}})_1^a$  и  $F_{[111]}^a$  (кривая 2'). В точке пересечения кривых 2' и 5 образуется новая тройная точка  $T$ . При дальнейшем увеличении  $h$  кривая 5 сдвигается вверх, в результате чего точки  $O$  и  $T$  при  $h = 2.0$ , как видно из (5), сливаются, образуя вновь четверную точку.

2)  $\mathbf{H} \parallel [110]$ . Здесь симметрия кристалла понижается до  $C_2$ ; поле, выделяя одну из осей второго порядка (ось  $[\bar{1}10]$ ), приводит к потере других элементов симметрии. Как следствие все угловые фазы (за исключением  $F_{<}^{\text{IV}}$ ) разбиваются на три двукратно вырожденных состояния. В частности, и фаза  $F_{[111]}$  также двукратно вырождена, причем «включение» поля с  $\mathbf{H} \parallel [110]$  не изменяет и характера ее устойчивости. Метастабильная при  $H = 0$  ( $K_u < 0$ ), она остается метастабильной и при  $H \neq 0$ , а устойчивая ( $K_u > 0$ ) — устойчивой (но в обоих случаях со скошенным (полем) направлением вектора  $\mathbf{M}$ ; кривые 1.1, 1.2 на рис. 2), образуя фазы типа  $[uvw]$ .

Симметричная фаза  $F_{[\bar{1}01]}$  в силу того, что  $\mathbf{H} \parallel [\bar{1}10]$ , разбивается на четыре фазы: симметричные  $F_{[\bar{1}10]}^b, F_{[\bar{1}\bar{1}0]}^b$  (кривые 5.1 и 8.1 на рис. 2, а) и две двукратно вырожденные угловые фазы общего вида  $[uvw]_2^b, [uvw]_3^b$  (кривые 6.1, 6.2 и 7.1, 7.2). Очевидно, что фаза  $F_{[\bar{1}10]}^b$  является энергетически наиболее выгодной, а  $F_{[\bar{1}\bar{1}0]}^b$  — наименее выгодной. Границы области их существования описываются выражениями

$$\kappa_1 = -\frac{1}{4} \left\{ \kappa_2 + h \pm \sqrt{(\kappa_2 + 3h) \left[ \kappa_2 + 3h - \frac{16}{3} \sin K_u \right]} \right\}. \quad (5)$$

Поскольку при  $H = 0$  и  $K_u > 0$  фаза  $F_{[\bar{1}01]}$  является метастабильной, «включение» поля приводит к тому, что она становится устойчивой. В результате возникают новые СПФП первого рода:  $F_{[111]}^b \rightleftharpoons F_{[\bar{1}10]}^b$  и  $F_{[\bar{1}10]}^b \rightleftharpoons (F_{<}^{\text{III}})_1^b$  (кривые 7, 8 на рис. 3, а). С увеличением  $h$  область устойчивости фазы  $F_{[\bar{1}10]}^b$  расширяется, а линии СПФП смещаются в сторону уменьшения  $\kappa_2$ . Наоборот, при  $K_u < 0$  поле  $\mathbf{H}$  разрушает СПФП второго рода между фазами  $F_{<}^{\text{I}}$  и  $F_{<}^{\text{IV}}$ . При этом буферная фаза  $F_{<}^{\text{IV}}$  сливается с  $(F_{<}^{\text{I}})_1^b$ , что приводит к непрерывной переориентации  $\mathbf{M}$  из фазы  $F_{[\bar{1}10]}^b$  в  $(F_{<}^{\text{I}})_1^b$  без СПФП (кривые 5.1, 9.1 и 9.2 на рис. 2). Надо отметить, что фаза  $F_{[\bar{1}10]}^b$  является невырожденной, а фаза  $(F_{<}^{\text{I}})_1^b$  — двукратно вырожденной, т. е. рассматриваемый переход может происходить с перестройкой доменной структуры.

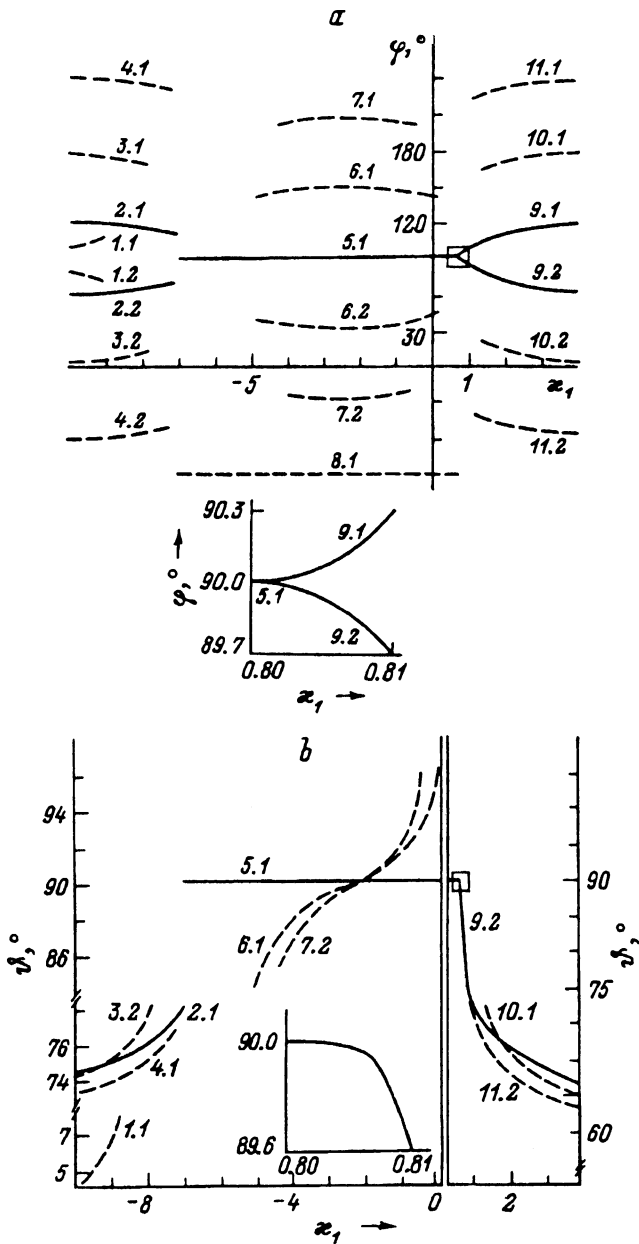


Рис. 2. График зависимости углов  $\varphi$  (a) и  $\psi$  (b) от параметра  $\kappa_1$  при  $\kappa_2 = 12$ .  $\mathbf{H} \parallel [110]$ ,  $h = 0.4$ ,  $K_u < 0$ .

Угловые фазы, порожденные фазой  $F_{[10\bar{1}]}$ , являются метастабильными во всей области их существования, а вектор намагниченности в них не связан с какой-либо плоскостью симметрии куба. Последнее обусловлено тем, что на ориентацию вектора  $\mathbf{M}$  влияет не только поле, но и расположение ближайших легких осей КА (чего нельзя сказать о НОА в силу симметрии). Например, на состояние вектора  $\mathbf{M}$  (кривая 6.2 на

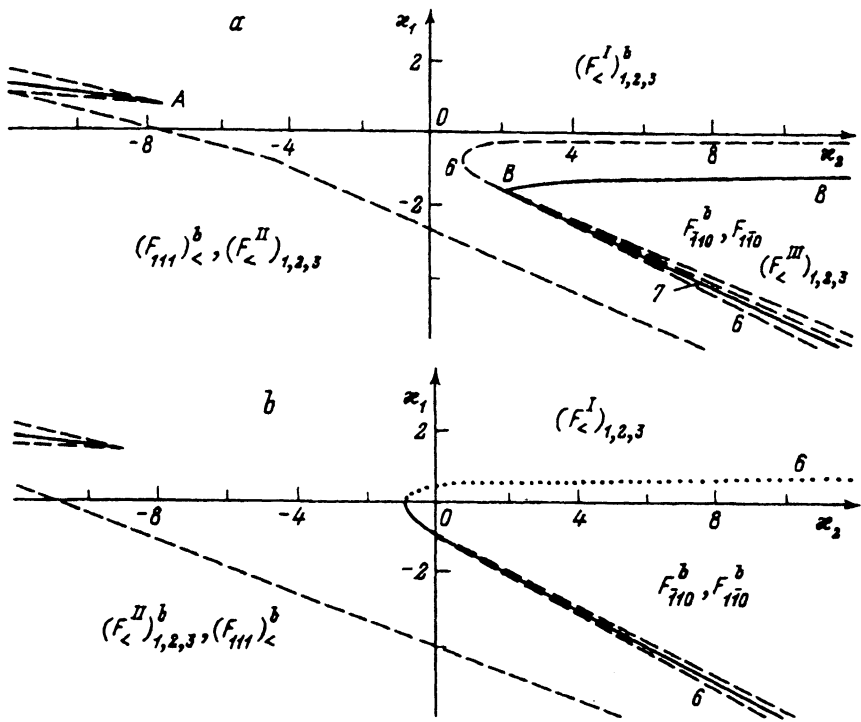


Рис. 3. Фазовые диаграммы для случая  $\mathbf{H} \parallel [\bar{1}10]$ .  
 а —  $K_u > 0$ ,  $h = 1.5$ , б —  $K_u < 0$ ,  $h = 0.4$ . Обозначение кривых то же, что и на рис. 1. Точками обозначена граница области устойчивости фаз  $F_{[110]}^b$  и  $F_{[\bar{1}10]}^b$ .

рис. 2, а) при увеличении  $\kappa_1$  ( $K_1 \rightarrow 0$ ) оказывает влияние ось  $[010]$ , которая при  $\kappa_1 > 0$  будет легкой осью КА. При этом, как видно из рис. 3,  $\varphi$  увеличивается, а  $\vartheta$  уменьшается, что указывает на тенденцию сближения ориентации вектора  $\mathbf{M}$  и оси  $[010]$ . И наоборот, при уменьшении  $\kappa_1$  значения  $\vartheta$  и  $\varphi$  увеличиваются, что говорит о стремлении вектора  $\mathbf{M}$  сориентироваться вдоль оси  $[\bar{1}1\bar{1}]$ , которая, как известно [8], при  $\kappa_1 < -\kappa_2/3$  будет легкой осью КА. В случае когда влияние указанных осей взаимно компенсируется (что происходит на линии  $\kappa_1 = -\kappa_2/6$ ), вектор  $\mathbf{M}$  в каждой из рассматриваемых фаз лежит в плоскости  $(111)$  ( $\vartheta = \pi/2$ ).

Аналогичная ситуация имеет место и со скошенной фазой  $(F_{[111]}^I)^b$ : здесь на нее оказывают влияние оси  $[011]$  и  $[0\bar{1}\bar{1}]$ . Подобным же образом ведут себя и угловые фазы  $F_{<}^I$ ,  $F_{<}^{II}$ ,  $F_{<}^{III}$ , которые при «включении» поля трансформируются в фазы типа  $[uvw]$ . Указанная особенность является характерной для данной ориентации поля и объясняется низкой симметрией системы. Как следствие этого, между угловыми фазами возможны переходы без СПФП.

3)  $\mathbf{H} \parallel [1\bar{1}\bar{2}]$ . Рассматриваемая ситуация во многом аналогична предыдущему случаю. Здесь поле  $\mathbf{H} \perp [111]$  не совпадает ни с одной осью симметрии куба, но лежит в плоскости симметрии, т. е. результирующая симметрия рассматриваемой системы относится к группе

$C_s$ , где плоскостью зеркального отображения является плоскость  $(\bar{1}10)$ . Поэтому наложение поля с  $\mathbf{H} \parallel [11\bar{2}]$  приводит к тому, что все фазы, за исключением состояний с вектором  $\mathbf{M}$ , лежащим в плоскости  $(\bar{1}10)$ , становятся двукратно вырожденными. Фазы же, вектор намагниченности которых лежит в плоскости  $(\bar{1}10)$ , образуют невырожденные состояния, что объясняется отсутствием осей симметрии в данной плоскости. Вследствие этого фаза  $F_{[111]}^c$  разщепляется на два состояния, представляющие собой фазы типа  $[uvw]$ , что связано с расположением ближайших легких осей КА в плоскости  $(\bar{1}10)$  [14]. При  $K_u > 0$  между ними возможен СПФП первого рода (кривая 9 на рис. 4). Однако при  $K_u < 0$  оба состояния фазы  $(F_{[111]}^c)^c$  являются метастабильными, а устойчивой оказывается одна из трех двукратно вырожденных угловых фаз общего вида (рис. 4, б), которые образуются при расщеплении симметричной фазы  $F_{[10\bar{1}]}^c$ . При этом она сливается с фазой  $F_{<}^{IV}$  (кривая 3 на рис. 5), образуя промежуточную фазу, посредством которой возможен переход между фазами  $(F_{<}^I)^c$  и  $(F_{<}^{II})^c$  путем двух СПФП первого и второго рода. Трансформация симметричной фазы  $F_{[10\bar{1}]}^c$  в фазы типа  $[uvw]$  объясняется механизмом, аналогичным рассмотренному ранее. Этим же обусловлено расщепление фаз  $F_{<}^I, F_{<}^{II}, F_{<}^{III}$  на две метастабильные двукратно вырожденные фазы общего вида и на две фазы типа  $[uvw]$ , одна из которых является устойчивой.

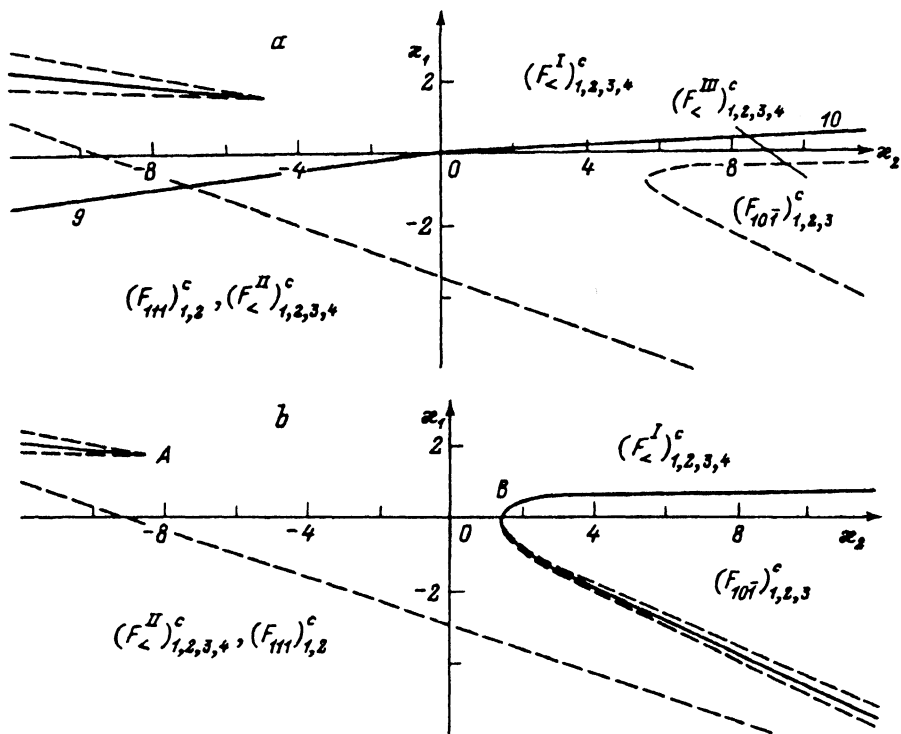


Рис. 4. Фазовые диаграммы для случая  $\mathbf{H} \parallel [11\bar{2}]$ ,  $h = 0.4$ .  
 а —  $K_u > 0$ , б —  $K_u < 0$ . Обозначение кривых то же, что и на рис. 1.



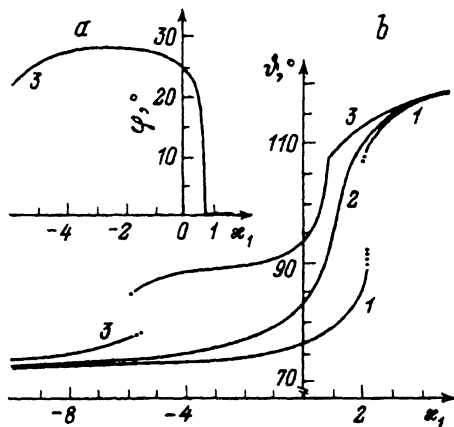
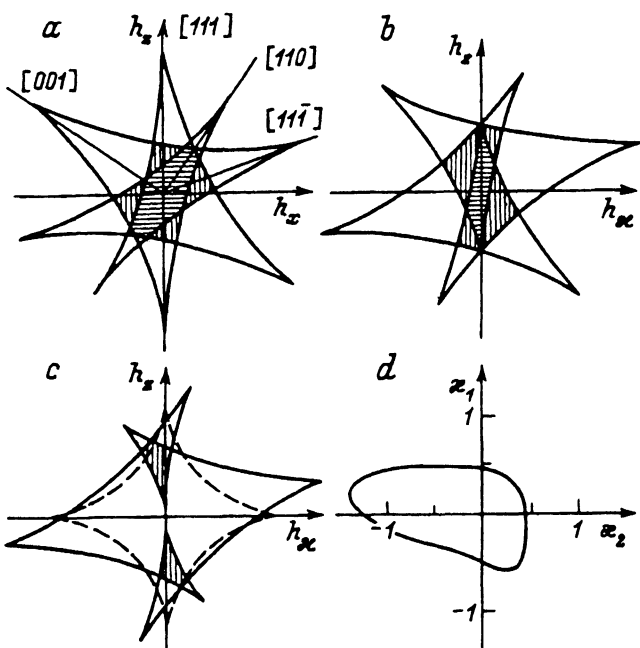


Рис. 5. График зависимости углов  $\varphi$  (а) и  $\vartheta$  (б) от параметра  $\kappa_1$  при  $\kappa_2 = 12$ .  $H \parallel [11\bar{2}]$ ,  $h = 0.4$ ,  $K_u < 0$ .

Здесь следует отметить, что при  $K_u > 0$  устойчивыми являются только те состояния, в которых вектор намагниченности лежит в плоскости  $(\bar{1}10)$  и образует острый угол с направлением  $H$ . В этом случае переориентация спинов для  $(F_{[111]})_1^c \rightleftharpoons (F_{<}^{III})_1^c$  происходит без фазового перехода, а переход  $(F_{<}^{III})_1^c \rightleftharpoons (F_{<}^I)_1^c$  есть СПФП первого рода (кривая 10 на рис. 4, а). При  $K_u < 0$  ситуация меняется на противоположную; вектор  $M$  выходит из плоскости  $(\bar{1}10)$  в области существования фазы  $(F_{[10\bar{1}]}^c)_1$ , в то время как за ее пределами (рис. 4, б) этого не происходит. Здесь переориентация вектора  $M$  между фазами  $(F_{<}^I)_1^c$  и  $(F_{<}^{II})_1^c$  происходит либо (левее точки  $A$  на фазовой диаграмме на рис. 4, б) путем СПФП первого рода (кривая 1 на рис. 5, б), либо непрерывно (в области, лежащей между точками  $A$  и  $B$  на рис. 4, б), без совершения фазового перехода (кривая 2 на рис. 5, б).

## 2. Кривые критических полей

Рассмотрим теперь процессы намагничивания и перемагничивания кристаллов, т. е. исследуем влияние магнитного поля во всем диапазоне его значений на основное состояние кристалла. Для этого построим кривые критических полей, которые определяются из условий (2) и (3), когда неравенства заменяются на равенства. Графики этих кривых в плоскости  $h_x h_z$ , где  $h_x = H_x M / |K_u|$ ,  $h_z = H_z M / |K_u|$ , для различных значений параметров  $\kappa_1$ ,  $\kappa_2$ , соответствующих переходным состояниям кристалла от кубического к одноосному, представлены на рис. 6, а-с. В областях, обозначенных горизонтальной штриховкой, сосуществуют четыре состояния, в областях с вертикальной штриховкой — три, без штриховки — два. «Пики» как особые точки кривых соответствуют возможным ориентациям вектора  $M$  в нулевом поле при данных значениях  $\kappa_1$ ,  $\kappa_2$ , включая и трудные оси намагничивания. Особенно наглядно это видно на примере кубического (рис. 6, а) и одноосного (штриховая линия на рис. 6, с) кристаллов.



**Рис. 6.** Кривые критических полей в плоскости  $h_x h_z$  при  $K_u > 0$ .  
 а — случай кубического кристалла ( $K_1 > 0, K_2 > 0$ ), б —  $\kappa_1 = 2.5, \kappa_2 = 1.0$ , в —  $\kappa_1 = 1.0, \kappa_2 = 1.0$  (штриховой линией показан случай одноосного кристалла), д — граница области, внутри которой невозможно сосуществование трех фаз.

Из анализа полученных здесь кривых видно, что наличие НОА с возрастанием  $K_u$  приводит к тому, что область сосуществования четырех фаз уменьшается и при определенных значениях  $\kappa_1, \kappa_2$  исчезает. Количество трехфазных областей уменьшается с восьми до двух, и при дальнейшем увеличении  $K_u$  точки самопересечения исчезают (рис. 6, д, внутренняя область). При этом влияние КА на характер этих кривых приводит лишь к деформации астроида, соответствующей случаю одноосного кристалла (штриховая линия на рис. 6, в). Аналогичные результаты для пластины (001) были получены в [9], что говорит об общих закономерностях намагничивания кристаллов с комбинированной анизотропией.

Таким образом, наличие внешнего магнитного поля приводит к понижению симметрии кристалла, в результате чего существующие магнитные фазы расщепляются на энергетически неэквивалентные состояния. Характер и устойчивость этих фаз существенным образом зависят от ориентации и величины поля. Соответственно на фазовых диаграммах исчезают одни и возникают другие, новые СПФП. Изменяется также и характер фазовых переходов. В частности, типичной является ситуация, при которой переориентация спинов при переходе из одной фазы в другую происходит без фазового перехода. Эти и другие особенности обусловлены комбинированным влиянием КА, НОА и внешнего магнитного поля, а также симметрией рассматриваемого кристалла.

### Список литературы

- [1] С. Тикадзуми. Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и техническое приложение. М. (1987). 419 с.
- [2] А.К. Звездин, В.А. Котов. Магнитооптика тонких пленок. М. (1988). 192 с.
- [3] Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах. Справочник / Под ред. Н.Н. Евтихиева, Б.Н. Наумова. М. (1987). 488 с.
- [4] Г.С. Кандаурова, Л.А. Памятных. ФТТ **31**, 8, 132 (1989).
- [5] Р.М. Вахитов, Р.М. Сабитов. ФТТ **31**, 9, 51 (1989).
- [6] В.Д. Бучельников, В.Г. Шавров. ФТТ **23**, 5, 1296 (1981).
- [7] R.M. Vakhitov, R.M. Sabitov, Z.V. Gabbasova. Phys. Stat. Sol. (b) **165**, K87 (1991).
- [8] К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М. (1979). 320 с.
- [9] А.И. Мицек, Н.П. Колмакова, Д.И. Сирота. Металлофизика **4**, 4 (1982).
- [10] В.Г. Барьяхтар, В.А. Бородин, В.Д. Дорошев, Н.М. Ковтун, Р.З. Левитин, Е.П. Стефановский. ЖЭТФ **74**, 2, 600 (1978).
- [11] С.В. Вонсовский. Магнетизм. М. (1971). 1031 с.
- [12] В.А. Бородин, В.Д. Дорошев, Т.Н. Тарасенко. ФММ **56**, 2, 220 (1983).
- [13] Е.А. Бирюкова, Ю.Г. Мамаладзе, А.Г. Манджавидзе. ФТТ **34**, 4, 1007 (1992).
- [14] В.В. Гриневич, Р.М. Вахитов. Тез. докл. I ОКМ. М. (1995). С. 47-48.