

01;05;11

## МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ДИАГРАММЫ ДЛЯ ДВУХСЛОЙНОЙ ФЕРРИМАГНИТНОЙ ПЛЕНКИ

© С.Ф.Холжигитов, А.Н.Подмарков, Г.И.Фролов

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН,  
660036 Красноярск, Россия  
(Поступило в Редакцию 23 ноября 1994 г.  
В окончательной редакции 14 августа 1995 г.)

Рассматривается модель двухслойной ферримагнитной системы с взаимодействием между слоями. Построены фазовые  $H$ - $T$ -диаграммы для пленок сплавов редкая земля-переходной металл при различной величине межслоевого взаимодействия. Приводятся характерные индукционные и магнитооптические петли гистерезиса на срезах фазовой диаграммы.

В работе исследуется эволюция фазовой диаграммы двухслойной ферримагнитной пленки, построенной в переменных  $H$  — магнитное поле,  $T$  — температура, при изменении величины параметра взаимодействия между слоями. Подобного рода задачи возникают при изучении свойств магнитооптических носителей, в которых в качестве рабочего слоя используются аморфные пленки сплавов редкая земля-переходный металл (РЗ-ПМ). Эффекты "старения" приводят к возникновению неоднородности по толщине пленки и ее можно промоделировать как многослойную систему. Отличие свойств каждого из эффективных слоев, составляющих пленочную систему, от свойств первоначального состояния может привести к существенному изменению интегральных параметров такой системы. Ее поведение будет определяться, с одной стороны, свойствами отдельных слоев, а с другой стороны, величиной и типом взаимодействия между слоями.

За последние годы вышло большое количество публикаций, посвященных данному вопросу. В работах [1-6] исследовались особенности индукционных и магнитооптических петель двухслойных пленок. Показано, что наблюдаемые аномалии могут интерпретироваться в рамках модели двухслойной пленки при учете энергии компенсационной стенки. Это приводит к появлению эффективной температуры компенсации или обменного поля, смещающего петли гистерезиса каждого из слоев по оси полей.

В работе [7] исследована температурная зависимость поля перемангничивания слоистых ферримагнитных пленок. Показано, что наличие в ферримагнитной пленке неоднородного слоя приводит к тому, что поле перемангничивания вблизи температуры компенсации оказывается конечным по величине в отличие от случая однослойной пленки.

В работе [8] обсуждаются механизмы, приводящие к существенному снижению константы перпендикулярной анизотропии реальных пленок РЗ-ПМ, представляющих собой неоднородную систему.

Таким образом, можно заключить, что реальная аморфная пленка РЗ-ПМ — это сложный объект с точки зрения ее магнитного поведения, что обусловлено особенностями фазовой диаграммы состояний магнитное поле-температура и неоднородностью магнитных параметров по толщине. Первым шагом к построению модели, позволяющей предсказать свойства этих пленок, являются создание теории, описывающей магнитное поведение однородной пленки, что мы попытались осуществить в [9,10], а затем расчет неоднородной системы, чему и посвящена данная работа.

Интерес к возможности предсказания свойств многослойных магнитных пленочных систем также связан с тем, что в проблеме магнитооптической памяти поднимается вопрос о переходе к двух и четырехслойным носителям. По мнению авторов [11], использование таких структур позволит отказаться от внешнего подмагничивающего поля, роль которого может выполнять внутреннее магнитное поле носителя.

Оптимальным подходом к решению всех этих задач может быть расчет магнитных фазовых диаграмм, приведенный на основе модели обменно-связанной двухслойной пленки.

### Описание модели

Геометрический вид рассматриваемой модели показан на рис. 1. Температура компенсации сплавов составляющих эти слои различна  $T_{k1}$  и  $T_{k2}$ . При этом считается, что намагниченность подрешетки переходного металла не изменяется, а все температурные эффекты связаны с температурным ходом редкоземельной компоненты. В рассматриваемой области температур этот ход можно считать линейным. Поэтому температурная зависимость РЗ подрешетки выбрана в виде

$$M_{pi}(T) = \{ M_{pi}(0) - [M_{pi}(0) - M_{ni}]T/T_{ki} \},$$

где  $M_{pi}(T)$  — намагниченность редкоземельной подрешетки  $i$ -го слоя при температуре  $T$ ,  $M_{ni}$  — намагниченность подрешетки переходного металла  $i$ -го слоя,  $T_{ki}$  — значение точки компенсации  $i$ -го слоя.

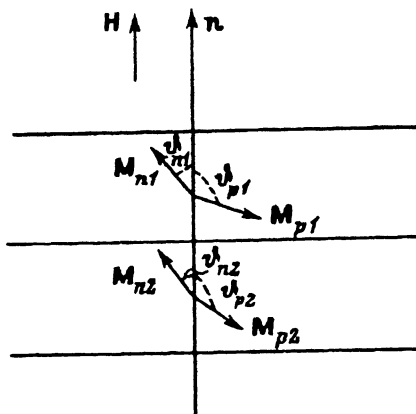


Рис. 1. Графический вид рассматриваемой модели.

Величины намагниченностей подрешеток слоев  $M(T = 0)$  определяются концентрациями элементов в слоях. Таким образом, в модель вводятся как концентрации элементов в слоях, так и температуры компенсации. Считается, что взаимодействие между слоями формируется за счет взаимодействия ПМ-ПМ и является ферромагнитным.

Энергию одноосного двухслойного ферромагнетика, находящегося во внешнем магнитном поле  $H$ , запишем в следующем виде:

$$E = G_0 M_{n1} M_{p1} + G_0 M_{n2} M_{p2} - G_s M_{n1} M_{p1} - D_1 (M_{n1} n)^2 - D_2 (M_{n2} n)^2 - H M_{n1} - H M_{p1} - H M_{n2} - H M_{p2}. \quad (1)$$

Для системы (1) векторы  $M_{n1}$ ,  $M_{p1}$ ,  $M_{n2}$  и  $M_{p2}$  лежат в плоскости, проходящей через векторы  $H$  и  $n$ . Обозначим через  $\vartheta_{n1}$ ,  $\vartheta_{p1}$ ,  $\vartheta_{n2}$  и  $\vartheta_{p2}$  углы, которые образуют магнитные моменты подрешеток с осью легкого намагничивания  $n$ . Тогда (1) примет вид

$$E = G_0 M_{n1} M_{p1} \cos(\vartheta_{n1} - \vartheta_{p1}) + G_0 M_{n2} M_{p2} \cos(\vartheta_n - \vartheta_{p2}) - G_s M_{n1} M_{n2} \cos(\vartheta_{n1} - \vartheta_{n2}) - D_1 M_{n1}^2 \cos^2 \vartheta_{n1} - D_2 M_{n2}^2 \cos^2 \vartheta_{n2} - h M_{p1} \cos \vartheta_{p1} - h M_{p2} \cos \vartheta_{p2} - h M_{n1} \cos \vartheta_{n1} - h M_{n2} \cos \vartheta_{n2}, \quad (2)$$

где  $G_0$  — константа обменного РЗ-ПМ взаимодействия в слоях,  $G_s$  — ферромагнитное взаимодействие слоев через компоненты переходного металла,  $D_{1,2}$  — константа анизотропии слоев,  $h$  — внешнее магнитное поле.

В работе первоочередной задачей было построение фазовой  $H$ - $T$ -диаграммы двухслойной ферромагнитной системы с одинаковой перпендикулярной анизотропией в каждом слое и различными значениями температур компенсации в этих слоях. После чего исследовалась эволюция фазовой диаграммы системы при увеличении взаимодействия слоев от полностью независимых до формирования фазовой диаграммы эффективно однослойной системы с точкой компенсации лежащей между  $T_{k1}$  и  $T_{k2}$ . Следующим шагом являлось построение петель гистерезиса, как индукционных, так и магнитооптических, отвечающих различным срезам на  $H$ - $T$ -диаграмме. Изучалась их эволюция с изменением взаимодействия слоев и проводился анализ формы петель при появлении или исчезновении различного рода областей на фазовой диаграмме.

В изучаемой нами двухслойной системе удобно классифицировать ее равновесное состояние по взаимному расположению намагниченностей подрешеток, относящихся к различным слоям. Мы будем изучать систему в полях, намного меньших поля, при котором происходит спин-флоп подрешеток. Тогда помимо угловой фазы возможны четыре коллинеарных случая взаимного расположения намагниченностей переходного металла относительно направления поля (табл. 1).

В каждой из точек  $H$ - $T$ -диаграммы система допускает устойчивость тех или иных состояний из приведенного набора. В соответствии с этим и происходит ее деление на различные области и их изменение при вариации параметра взаимодействия между слоями.

**Таблица 1.** Схема расположения намагниченностей ПМ подрешеток в слоях

Поле	1-й слой	2-й слой	Номер состояния
$H \uparrow$	$\uparrow$	$\uparrow$	1
	$\uparrow$	$\downarrow$	2
	$\downarrow$	$\uparrow$	3
	$\downarrow$	$\downarrow$	4

Итак, какие же в принципе возможны равновесные состояния на фазовой диаграмме? Ответ на этот вопрос дает табл. 2, в которой + означает устойчивость, — — неустойчивость каждого из четырех состояний. Так, область 1 соответствует устойчивости в ней всех 4 состояний, а 16 — неустойчивости всех состояний, т.е. угловой фазе.

Устойчивость системы по отношению к каждому из четырех состояний определялась из условия положительной определенности матрицы из вторых производных энергии системы по  $\vartheta_{n1}$ ,  $\vartheta_{p1}$ ,  $\vartheta_{n2}$ ,  $\vartheta_{p2}$  в каждой точке фазовой диаграммы.

При этом параметры системы полагались следующими:  $M_n(0) = 500$ ,  $M_p(0) = 3000$ , концентрация редкоземельной составляющей в слоях  $c_1 = 25$ ,  $c_2 = 0.3$ ,  $M_{p1}(0) = M_p(0)c_1$ ,  $M_{n1}(0) = M_n(0)(1 - c_i)$ , где  $i = 1, 2$ . Соответствующие этим значениям концентраций  $c_i$  величины  $T_{k1} = 360$  К,  $T_{k2} = 450$  К. Константы  $D_1/G_0 = D_2/G_0 = 0.003$ . Отношение  $g = (G_s/G_0) \cdot 10^4$  изменялось от 0 до 50.

**Таблица 2.** Определение возможных устойчивых состояний внутри областей фазовой диаграммы

Номер области	Номер состояния			
	1	2	3	4
1	+	+	+	+
2	+	+	+	-
3	+	+	-	+
4	+	+	-	-
5	+	-	+	+
6	+	-	+	-
7	+	-	-	+
8	+	-	-	-
9	-	+	+	+
10	-	+	+	-
11	-	+	-	+
12	-	+	-	-
13	-	-	+	+
14	-	-	+	-
15	-	-	-	+
16	-	-	-	-

## Обсуждение результатов расчета

Начнем изложение результатов с простейшего случая — невзаимодействующих слоев  $g = 0$ . При этом фазовая диаграмма, как и следует, формируется наложением известных [9] фазовых диаграмм ферромагнетика с различными точками температуры компенсации. Она показана на рис. 2. Цифрами на рисунке отмечены соответствующие области из табл. 2. Например, на этой фазовой диаграмме в области 15 может быть устойчивым только состояние 4. Действительно, эта область лежит левее точек компенсации обоих слоев, составляющих пленку (величина магнитного момента переходного металла в обоих слоях меньше магнитного момента редкоземельной составляющей). Это означает, что магнитные моменты переходного металла каждого слоя направлены параллельно друг другу и антипараллельно по отношению к направлению внешнего поля  $H$ , а в области 8 моменты ПМ параллельны друг другу и с внешним полем, т. е. устойчиво состояние 1. В области 12 устойчиво состояние 2. Это означает, что момент ПМ первого слоя параллелен внешнему полю, а момент ПМ второго слоя направлен антипараллельно  $H$ . В области 11, как и в случае однослойных систем, возможны два состояния 2 и 4, а в области 4 существует два состояния 2 и 1. Область 1, как и следовало ожидать, содержит сразу четыре устойчивых состояния. Для полноты картины вверху фазовых диаграмм изображены индукционные (верхний ряд) и магнитооптические петли (поведение суммарной намагниченности ПМ подрешеток слоев) при трех значениях температуры:  $a$  — 350,  $b$  — 390,  $в$  — 440 К.

Фазовая диаграмма обменно-связанных слоев показана на рис. 3. При этом полагалось  $g = 10$ . Как видно, появляются две новые области 7 и 3, показывающие роль межслоевого обменного взаимодействия

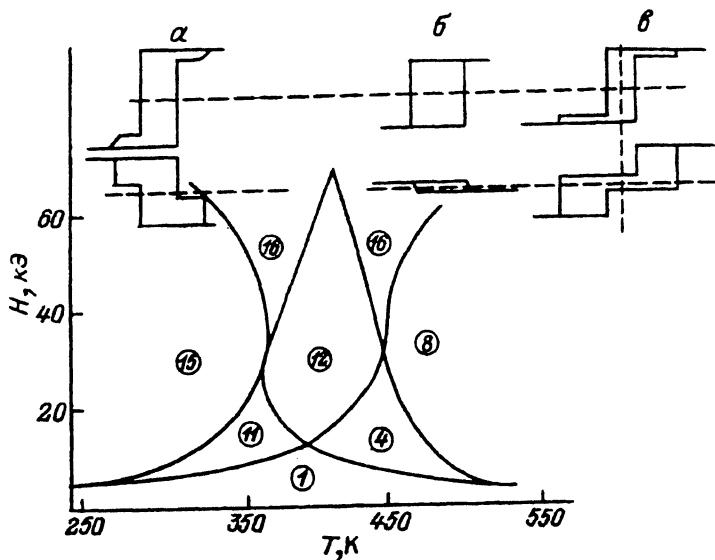


Рис. 2. Фазовая  $H$ - $T$ -диаграмма двухслойной ферромагнитной системы при нулевом значении параметра взаимодействия ( $g = 0$ ).

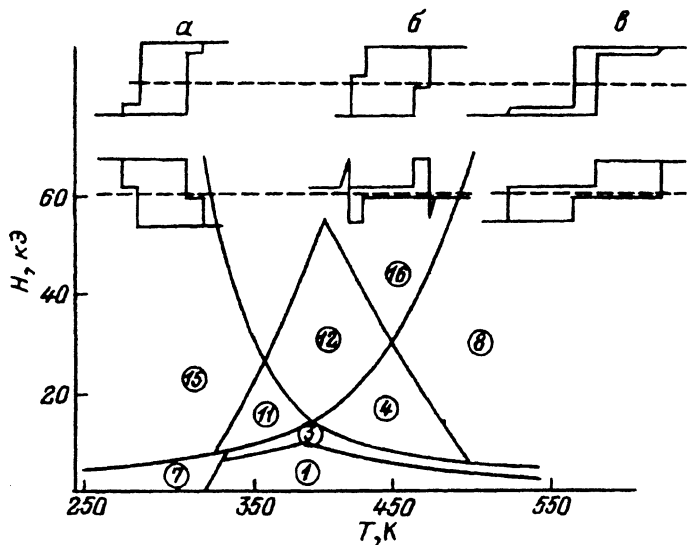


Рис. 3. Фазовая  $H$ - $T$ -диаграмма двухслойной ферримагнитной системы, когда параметр взаимодействия  $g = 10$ .

в этой системе. В области 3 могут быть устойчивы состояния 1, 2 и 4 одновременно. Появление обмена приводит к тому, что область 1 сужается и уступает свое место области 3. В то же время со стороны низких температур появляется область 7 (зародыш поведения пленки как эффективно однослойной), поскольку в этой области устойчивы только состояния 1 и 4, то компоненты переходного металла ведут себя как единое целое. Области 11, 4 и 12 уменьшают свои размеры и начинается сближение областей 8 и 15.

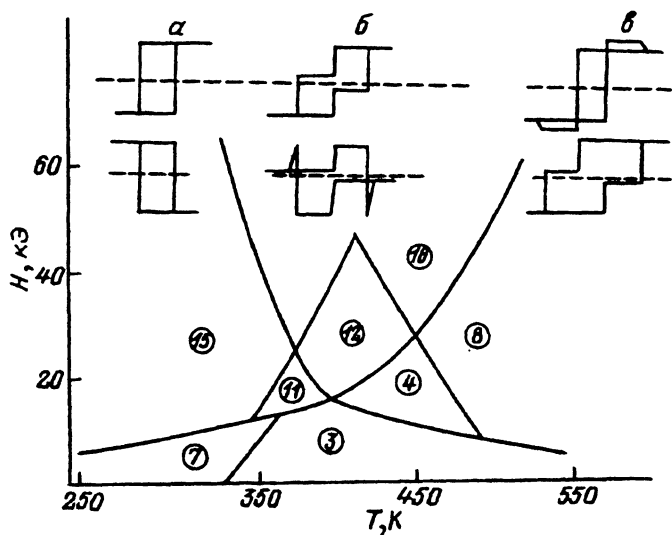


Рис. 4. Фазовая  $H$ - $T$ -диаграмма двухслойной ферримагнитной системы при значении  $g = 30$ .

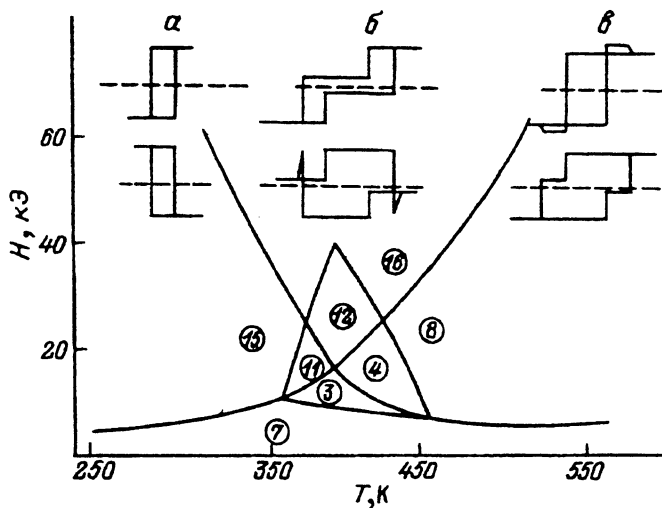


Рис. 5. Фазовая  $H-T$ -диаграмма двухслойной ферримагнитной системы при значении параметра взаимодействия  $g = 40$ .

Из рис. 4 ( $g = 30$ ) видно, что область 3 постепенно занимает место области 1 в  $H-T$ -диаграмме, а при дальнейшем увеличении обмена  $g = 40$  (рис. 5) сама вытесняется областью 7. В этой области 7 наша система ведет себя как эффективно однослойная, что соответствует большим значениям обмена между слоями. Уменьшение областей 11, 4 и 12 продолжается, а сближение областей 15 и 8 становится достаточно заметным.

При  $g = 40$  (рис. 5) система ведет себя в целом как однослойная с эффективной точкой компенсации  $T_{k12}$ , лежащей между  $T_{k1}$  и  $T_{k2}$ , кроме малых областей 11, 4, 12, 3, лежащих вблизи  $T_{k12}$ . Заметим попутно, что в случае, когда анизотропия системы на порядок меньше  $D/G_0 = 0.0003$ , аналогичная фазовая диаграмма появляется уже при  $g = 12$ . Но при этом наблюдается любопытный эффект на фазовой диаграмме — появляется эффект “отрыва” области 12 (коллинеарное

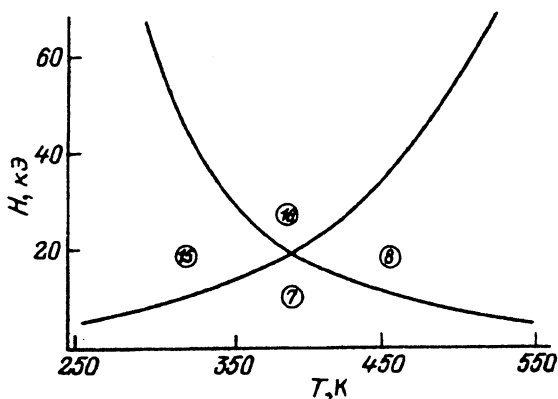


Рис. 6. Фазовая  $H-T$ -диаграмма двухслойной ферримагнитной системы, когда параметр взаимодействия  $g = 50$ .

состояние намагниченностей ПМ) от областей 11, 4, 3 фазовой диаграммы внутрь угловой фазы. А при дальнейшем увеличении  $g$  эта область, как и области 11, 4, 3, уменьшается и исчезает.

На рис. 6 показан случай  $g = 50$ . Видно, что двухслойная система ведет себя как однослойная. Заметим, что линия, определяющая значение полей перемагничивания новой системы, лежит ниже, нежели в исходных ( $g = 0$ ) системах. Так, при  $g = 0$  значение поля перемагничивания вблизи  $T_{k1}$  и  $T_{k2}$  было равно 24 кЭ, в то время как в эффективно однослойной системе вблизи  $T_{k12}$  это поле составляет 18 кЭ.

Таким образом, увеличивая величину обмена между слоями ( $g = 0-50$ ), мы проследили за изменением фазовой диаграммы для пленок РЗ-ПМ от системы невзаимодействующих слоев до эффективно однослойной системы. На фазовых диаграммах (рис. 2-5) приведены индукционные и магнитооптические петли для различных температур и можно проследить их изменение в зависимости от величины параметра взаимодействия слоев.

Приведенные расчеты практически описывают все экспериментально наблюдаемые магнитооптические и индукционные петли гистерезиса в пленках РЗ-ПМ в температурной области около точки компенсации (см., например, [1,5,6]). Исключение составляет случай сильного взаимодействия слоев, который требует постановки специального эксперимента, так как свойства однородной пленки не являются аналогом этого варианта взаимодействия.

Работа выполнена при финансовой поддержке Красноярского краевого фонда науки, грант № 3Р0198.

#### Список литературы

- [1] Kobayashi T., Tsuji H., Tsunashima S., Uchiyama S. // Jap. J. Appl. Phys. 1981. Vol. 20. N 11. P. 2089-2095.
- [2] Tsujimoto H., Sakurai Y. // Jap. J. Appl. Phys. 1983. Vol. 22. N 12. P. 1845-1850.
- [3] Tokunaga T., Taguchi M., Fukami T. et al. // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 67. N 9. P. 4417-4419.
- [4] Takenouchi A., Shichi E., Kato T., Imamura N. // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 55. N 6. 11B. P. 2164-2166.
- [5] Amatsu M., Honda S., Kusuda T. // IEEE Trans. Magn. 1977. Vol. MAG-13. N 5. P. 1612-1614.
- [6] Lutes O.S., Holmen J.O., Kouyer R.L., Aadland O.S. // IEEE Trans. Magn. 1977. Vol. MAG-13. N 5. P. 1615-1617.
- [7] Филиппов Б.Н., Шматов Г.А. // ФММ. 1991. № 1. С. 113-118.
- [8] Васильковский В.О., Кандаурова Г.С., Свалов А.В., Герасимов Е.Г. Аморфные пленочные сплавы переходных и редкоземельных металлов. Красноярск, 1988. С. 163-180.
- [9] Ерухимов М.Ш., Попов Г.В., Середкин В.А. и др. // ФТТ. 1988. Т. 30. Вып. 4. С. 1009-1014.
- [10] Подмарков А.Н., Попов Г.В., Холжигитов С.Ф., Фролов Г.И. // ФТТ. 1991. Т. 33. Вып. 7. С. 2134-2139.
- [11] Fukami T., Nakaki Y., Tokunaga T. et al. // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 67. N 9. P. 4415-4416.