

05;11;12

## Аморфные пленки гадолиний–кобальт в качестве сенсорной среды для топографирования неоднородных температурных полей

© В.Е. Иванов, Г.С. Кандаурова, А.В. Свалов

Уральский государственный университет им. А.М. Горького, 620083 Екатеринбург, Россия

(Поступило в Редакцию 28 февраля 1996 г.)

Представлены результаты исследования отклика доменной структуры пленок Gd–Co на стационарные пространственно неоднородные плоские тепловые поля, создаваемые одним или двумя условно-точечными источниками тепла. Сформулированы некоторые простые принципы топографирования этих полей посредством наблюдения и измерения параметров доменной структуры аморфных пленок Gd–Co.

### Введение

Температурные эффекты доменной структуры (ДС) тонких магнитных пленок открывают возможности их использования для топографирования пространственно неоднородных тепловых полей различной природы в тех случаях, когда другие методы, использующие, в частности, лакокрасочные, жидкокристаллические покрытия, не дают желаемого результата. Температурные зависимости параметров страйп-доменной структуры в пермаллоевых пленках позволяют производить топографирование тепловых полей быстропротекающих процессов [1] и стационарных тепловых полей [2]. Неудобство методики наблюдения доменной структуры при помощи порошковых осадков в этих материалах выдвинуло в ряд перспективных материалов прозрачные пленки ферритов-гранатов [3] и более дешевые и простые в изготовлении аморфные пленки Gd–Co, Gd–Fe [4]. Предлагаемая статья посвящена расширению возможностей топографирования пространственно неоднородных (плоских) стационарных температурных полей.

### Образцы и методика эксперимента

Аморфные пленки Gd–Co с перпендикулярной анизотропией толщиной 0.5–1 мкм получены методом ВЧ ионно-плазменного распыления на стеклянные водоохлаждаемые подложки и защищены со свободной поверхности стеклянным покрытием толщиной ~ 500 Å. Температура компенсации магнитного момента  $T_k$  была несколько выше комнатной и составляла  $T_k = 60 \pm 3^\circ\text{C}$ . На рис. 1 представлены типичные для исследуемых пленок температурные зависимости коэрцитивной силы  $H_c(T)$ , обратной ей величины  $(H_c)^{-1}$  и ширины доменов  $d_0$  в размагниченном (равновесном) состоянии. Эти результаты, с одной стороны, характеризуют изучаемые объекты, а с другой, необходимы для восстановления по параметрам доменной структуры и коэрцитивности доменных границ картины неоднородного температурного поля  $T(x, y)$  в плоскости пленки. Температурный градиент создавался благодаря разности температур между относительно массивным латунным "термостатом"

и источником тепла, который представляет собой спай медь-константовой термопары. Нагревание "источника" осуществлялось пропусканием электрического тока по константовым проводникам, а термоэдс снималась с медь-константовой термопары. Поверхность теплового контакта "источника" и индикаторной аморфной пленки в первом приближении можно считать кругом с радиусом

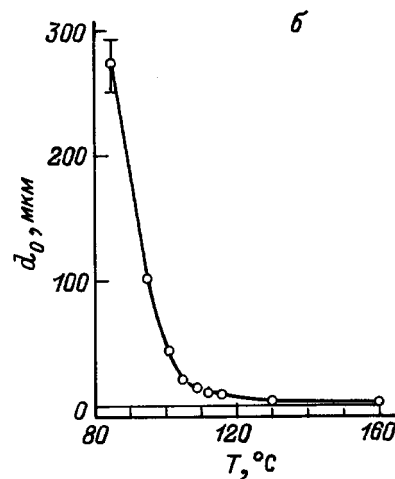
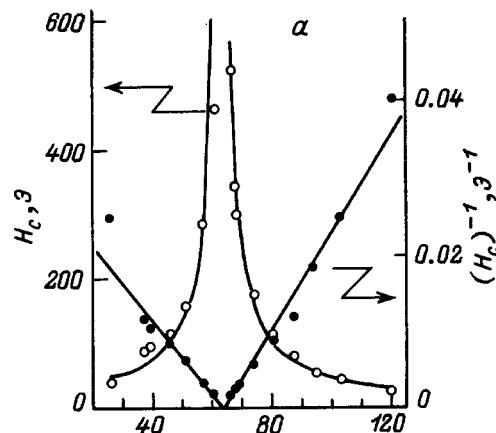
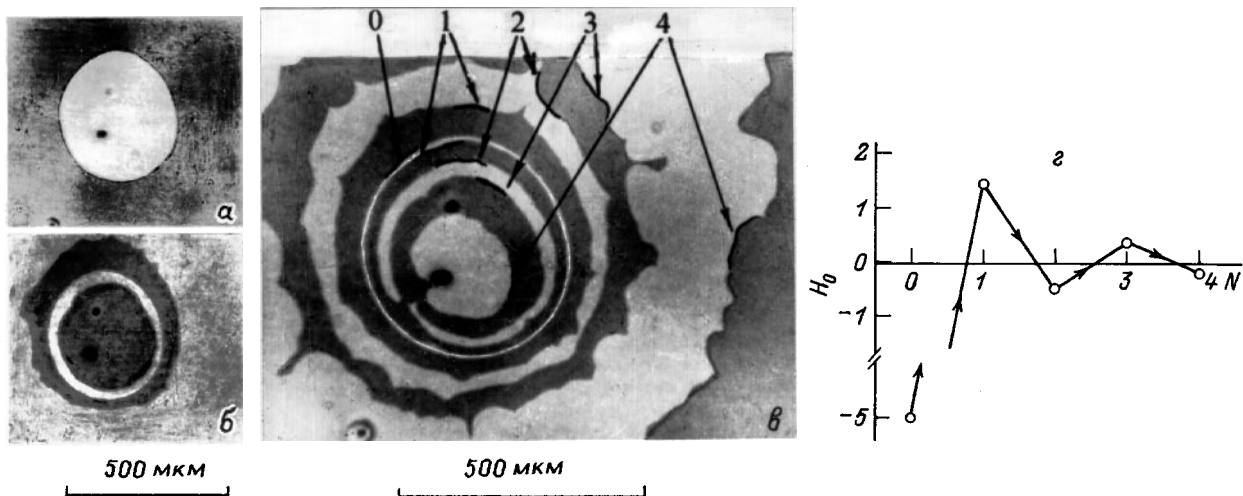


Рис. 1. Температурные зависимости для серии исследуемых аморфных пленок Gd–Co: а — коэрцитивная сила и обратная ей величина, б — ширина доменов.



**Рис. 2.** Доменная конфигурация, сформированная в неоднородном температурном поле при достижении пороговой температуры  $T_s = 108^\circ\text{C}$  в поле  $H_0 = 5$  кЭ и снижении этого поля до нуля (а) в магнитном поле противоположного знака  $H_0 = -0.6$  кЭ, после 4 циклов изменения направления и амплитуды внешнего магнитного поля (б) (схема изменения поля — в),  $T_s = 80^\circ\text{C}$ .

сом  $\sim 40$  мкм. Температура исследуемых пленок  $T$  в этой области контакта считалась постоянной и приблизительно равной температуре "источника"  $T_s$  в случае, если исследуемая пленка находилась в непосредственном контакте с "источником". После установления тока через источник достижение системой стационарного режима происходило приблизительно в течение 20 с. Доменная структура наблюдалась при помощи полярного магнитооптического эффекта Керра как со стороны подложки (в этом случае пленка находилась в контакте с "источником"), так и со стороны нанесения пленки (в этом случае в тепловом контакте с источником тепла находилась стеклянная подложка толщиной 0.24 мм). Действие внешнего квазистатически меняющегося магнитного поля  $H_0$ , направленного по нормали к пленке, наблюдалось при фиксированной температуре источника  $T_s$ ; при этом температура пленки  $T$  оставалась постоянной. Близким к равновесному считалось состояние, полученное после "магнитной тряски" знакопеременным магнитным полем с частотой 50 Гц и амплитудой, убывающей от  $H_m > H_s$ , где  $H_s$  — статическое поле насыщения, до нуля. Ширина доменов в размагниченном состоянии измерялась по микрофотографиям ДС.

### Топографирование центрально-симметричного температурного поля по параметрам вынужденной доменной структуры аморфных пленок Gd–Co

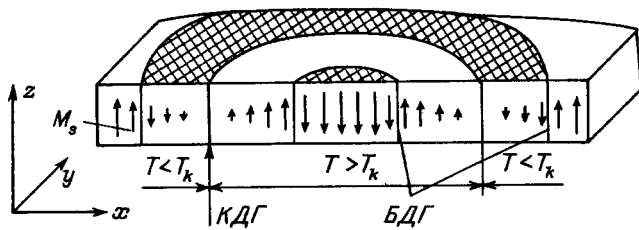
Известно, что изменение температуры аморфных пленок Gd–Co вблизи температуры компенсации  $T_k$  приводит к сильным качественным и количественным из-

менениям магнитных свойств и ДС [5]. Поэтому в неоднородном температурном поле, включающем  $T_k$ , следует ожидать заметного отклика доменной структуры на температурный градиент. На рис. 2, а показана простейшая доменная конфигурация аморфной пленки Gd–Co, которая реализуется при воздействии неоднородного температурного поля, созданного условно точечным источником тепла в присутствии постоянного внешнего поля  $H_0 = 5$  кЭ. Доменная структура пленки наблюдалась со стороны подложки, т.е. в этом случае пленка находилась в контакте с источником тепла. В исходном состоянии, когда температура  $T_s$  равна комнатной  $T_0$ , т.е.  $T_s = T_0 < T_k$ , образец является однодоменным. Квазистатический рост  $T_s$  вызывает скачкообразное появление "белого" домена круговой формы при некоторой пороговой температуре  $T_s = T_p = 108^\circ\text{C}$ , которой соответствует радиус кругового домена  $R_p = 210$  мкм. Дальнейшее повышение  $T_s$  приводит к росту радиуса  $R$  домена, причем зависимость  $R(T_s)$  в первом приближении линейна

$$R(T) = R_0 + \alpha \Delta T,$$

где  $\alpha = 8$  мкм/ $^\circ\text{C}$  — температурный коэффициент изменения радиуса.

При фиксированной температуре  $T_s$  снижение напряженности магнитного поля до нуля не меняет картины ДС, а приложение поля противоположной ориентации приводит к доменной конфигурации, состоящей из кольцевых доменов (рис. 2, б). С ростом поля противоположного знака до максимального ( $-5$  кЭ) обе кольцевые доменные границы "сливаются" с неподвижной границей исходного кругового домена, в результате чего образуется "черный" домен в точности повторяющий форму исходного кругового домена;  $n$  циклов перемагничивания с



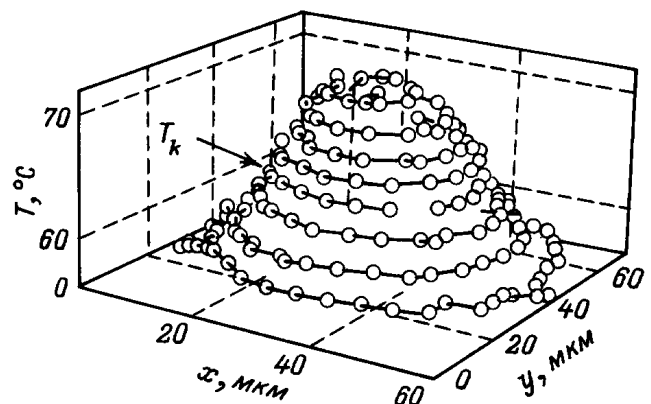
**Рис. 3.** Схема распределения (по координате  $x$ ) результирующей намагниченности ( $M_s$ ) при перемагничивании кругового домена.

последовательно уменьшающимся значением максимального магнитного поля в цикле ( $H_n$ ) приводит к образованию  $2n + 1$  кольцевых доменных границ (ДГ) (рис. 2, в). Эксперимент показывает, что доменная конфигурация стабильная в данном поле  $H_n$  остается без изменения при уменьшении поля до нуля. Следует отметить, что в температурном интервале  $T_k - 40^\circ\text{C} < T < T_k + 40^\circ\text{C}$  состоянием, близким к равновесному (после магнитной "тряски"), является однодоменное состояние либо случайная доменная конфигурация как результат задержки доменных границ на дефектах. Поэтому описанную здесь доменную структуру, которая формируется только в постоянном магнитном поле, мы называем вынужденной ДС. На рис. 3 показано распределение результирующей намагниченности  $M_s$  в сечении пленки, проходящем через центр симметрии. Схема поясняет принцип формирования доменной конфигурации на рис. 2, б. Для простоты мы полагаем линейное спадание температуры от источника к периферии  $dT/dx = \text{const}$ , причем  $M_s = 0$  на линии, где  $T = T_k$ . Вследствие небольших значений  $M_s$  собственной магнитостатической энергией можно пренебречь. В этом случае формирование вынужденной ДС определяется противоборством двух воздействий: внешнего поля  $H_0$ , зарождающего обратную магнитную фазу и продвигающего доменные границы, с одной стороны, и коэрцитивности ДГ  $H_{cw} \sim C/M_s$ , препятствующей зарождению и движению ДГ, с другой стороны. Таким образом, доменная конфигурация на рис. 2 обусловлена распределением  $H_{cw}(x, y)$ , которое в свою очередь определяется распределением температуры  $H_{cw} \sim C/M_s \sim c/(T - T_k)$ . Здесь  $C, c$  — константы, в первом приближении не зависящие от температуры. На рис. 3 буквами КДГ обозначена компенсационная доменная граница, сформированная в нулевом цикле и локализованная на линии, где  $T = T_k$  и  $H_{cw}$  имеет максимальное значение. Эта граница остается в дальнейшем неподвижной при любом изменении поля. Две другие подвижные блоховские доменные границы — (БДГ), возникающие после первого цикла изменения  $H_0$  (рис. 3), расположены на линиях, где  $H_0 = H_{cw}$ . Поскольку данному значению  $H_0$  соответствует конкретное значение  $H_{cw}$  и конкретное значение температуры  $T$ , то ясно, что положения доменных границ соответствуют изотермам. Предлагаемые принципы топогра-

фирования температурного поля по доменной конфигурации на рис. 2, в основаны на следующих посылах: температура на доменной границе нулевого цикла совпадает с температурой компенсации индикаторной пленки  $T = T_k$ ; максимальное поле в  $n$ -м цикле ( $H_n$ ), сформировавшее  $n$ -ю доменную границу, совпадает с коэрцитивной силой в месте локализации этой доменной границы.

На рис. 4 показана зависимость температуры  $T(x, y)$  в плоскости пленки, построенная следующим образом: на фотографию (рис. 2, б) предварительно была нанесена координатная сетка, причем начало координат совмещалось с левым нижним краем фотографии. Согласно вышеприведенным рассуждениям, каждой паре координат  $x, y$  доменной границы  $n$ -го цикла была поставлена в соответствие коэрцитивная сила  $H_{cn}$ . По зависимости  $H_c(T)$  (рис. 1, а) было найдено распределение температуры в плоскости пленки. Из рис. 4 видно, что зависимость  $T(x, y)$  в плоскости пленки имеет центральную симметрию.

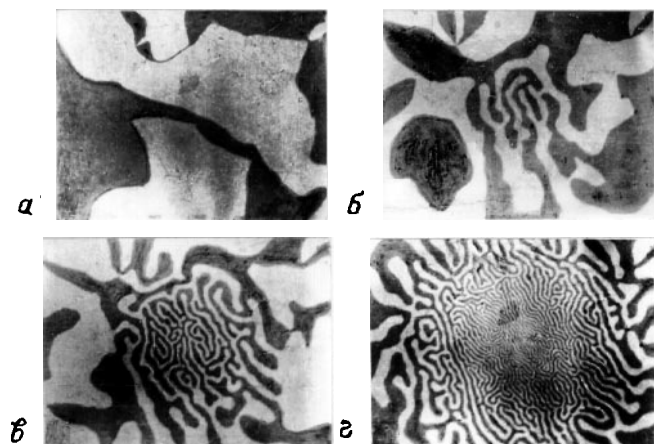
Отметим некоторые особенности формирования вынужденной доменной структуры, которые могут приводить к погрешностям топографирования температурных полей. Одной из особенностей является гистерезис в зависимости  $R = R(T_s)$  и гистерезис возникновения/исчезновения этого домена. Последний состоит в том, что коллапс домена происходит при более низкой температуре ( $T_q \approx 80^\circ\text{C}$ ), чем его возникновение ( $T_p = 108^\circ\text{C}$ ), которой соответствует радиус  $R_q < R_p$ . Температурный гистерезис появления и коллапса кругового домена, вероятнее всего, связан с задержкой образования зародышей перемагничивания в области, где температура  $T$  превысила  $T_k$ . Неоднозначность зависимости  $R(T)$  может быть связана с тем, что а) поле  $H_0$  недостаточно велико, т.е.  $H_0 < H_{c \max}$ , вследствие чего доменная граница стартует только тогда, когда  $H_{cw}$  понизится и сравняется с  $H_0$ ; б) в местах, удаленных от источника, происходит задержка изменения температуры по отношению к изменению  $T_s$ .



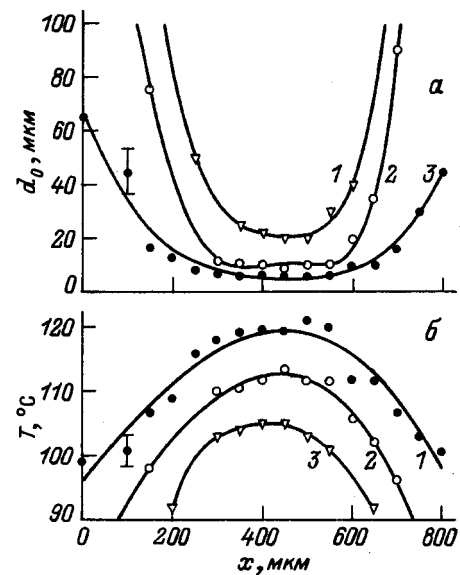
**Рис. 4.** Топограмма неоднородного температурного поля, создаваемого условно точечным источником тепла в плоскости индикаторной аморфной пленки Gd-Co.

## Топографирование температурного поля по параметрам лабиринтарной доменной структуры аморфных пленок Gd–Co

На рис. 5 показан отклик ДС аморфной пленки Gd–Co в размагниченном состоянии на неоднородное температурное поле в режиме достижения стационарного состояния. Доменная структура наблюдалась со стороны нанесения пленки, т. е. в этом случае в тепловом контакте с источником тепла находилась подложка толщиной 0,24 мм. Исходное состояние (рис. 5, *a*) получено размагничиванием переменным магнитным полем с убывающей амплитудой при комнатной температуре. После установления температуры "источника"  $T_s = 232^\circ\text{C}$  достижение стационарного режима системы происходило приблизительно за 20 с. Необходимо отметить, что в течение этого времени небольшое изменение температуры "источника"  $T_s$  (от 232 до  $235^\circ\text{C}$ ) приводит к значительному изменению вида ДС рис. 5, *b–г*. Количественно это выражается в существенном изменении (рис. 6, *a*, кривые 1–3) координатной зависимости ширины доменов  $d_0$  (ось  $x$  проведена параллельно длинной стороне кадра на рис. 5, а начало координат совмещено с левым краем фотографий). При увеличении температуры пленки (в центре картины) зависимость  $d_0(x)$  становится более пологой. По зависимостям  $d_0(x)$  и  $d_0(T)$  (рис. 1, *b*) построен график  $T(x)$  (рис. 6, *b*). В процессе достижения стационарного (установившегося) режима весьма значительно меняется температура (примерно на  $15^\circ\text{C}$ ) на поверхности индикаторной пленки, причем крутизна кривых  $T(x)$  (т. е. градиент  $T(x)$ ) остается примерно одинаковой. Из сравнения температуры термпары  $T_s$  и температуры в плоскости пленки, определенной по ширине доменов (в размагниченном состоянии), видно, что разница температур составляет  $100^\circ\text{C}$ . Такое различие между температурой "источника" и температурой, определенной по параметрам ДС в центре этой картины, скорее всего обусловлено наличием подложки между



**Рис. 5.** Отклик доменной структуры аморфной пленки Gd–Co. Температура источника  $T_s$ ,  $^\circ\text{C}$ : *a* — 30, *b* — 232, *c* — 233, *d* — 235.

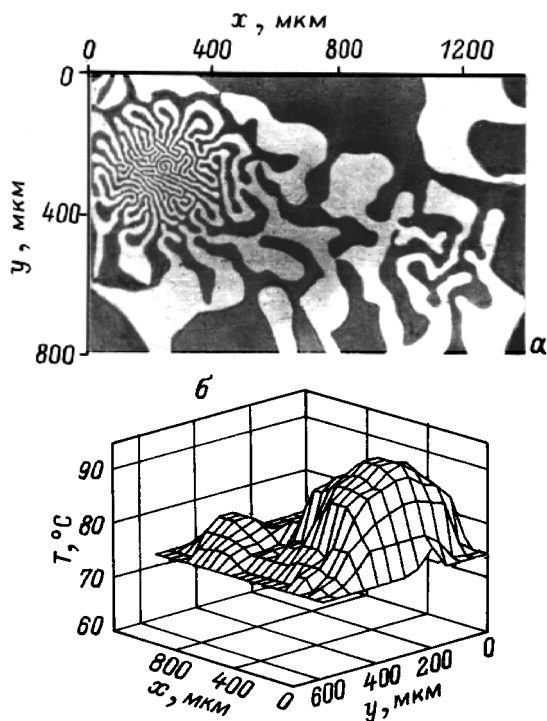


**Рис. 6.** Временное изменение одномерной зависимости (*a*) ширины доменов (в размагниченном состоянии) и температуры (*b*).  $T_s$ ,  $^\circ\text{C}$ : 1 — 232, 2 — 232, 3 — 235.

источником и индикаторной пленкой. В дальнейшем все эксперименты проводились в стационарном режиме, время установления режима считалось равным 20 с.

На практике могут встречаться неоднородные температурные поля более сложной формы, создаваемые несколькими источниками различной мощности. В связи с этим далее представлены некоторые результаты воздействия на ДС пленок температурного поля, создаваемого двумя источниками (назовем их  $S_1$  и  $S_2$ ).

На рис. 7, *a* представлена картина равновесной ДС в неоднородном температурном поле, создаваемого двумя источниками с различной температурой. Фотография помещена в координатную сетку  $XY$  с целью измерения зависимости  $d_0(x, y)$  и восстановления по ней топограммы температурного поля  $T(x, y)$ . Знание зависимости  $d_0(T)$  (рис. 1, *b*) (в однородном температурном поле) дает возможность качественной оценки изменения неоднородного температурного поля по виду лабиринтарной ДС в области  $S_1$  и  $S_2$ . Из рис. 7, *a* можно сделать некоторые качественные выводы, а именно оба "источника" создают доменные структуры круговой симметрии с некоторым нарушением ее между ними. Другими словами, доменные конфигурации, созданные источниками  $S_1$ ,  $S_2$ , взаимодействуют между собой, что можно интерпретировать как отражение наложения температурных полей источников  $S_1$  и  $S_2$ . Для построения топограммы неоднородного температурного поля необходимо измерение зависимости ширины доменов от двух координат в плоскости пленки —  $d_0(x, y)$ , отражающего свойства температурного поля и зависимости  $d_0(T)$  (рис. 1, *b*), являющейся характеристикой индикаторной пленки. Пример топограммы плоского температурного поля  $T(x, y)$ , созданного двумя точечными источниками, приведен на рис. 7, *b*. Температурный гистерезис [6] и



**Рис. 7.** Доменная структура аморфной пленки Gd-Co (в размагниченном состоянии), на которой с помощью двух точечных источников тепла создан градиент температуры:  $T_{s1} = 227^\circ\text{C}$  (слева),  $T_{s2} = 177^\circ\text{C}$  (справа) (а), и топограмма неоднородного температурного поля (б).

различного рода дефекты, в том числе стабилизация доменных границ [7], искажают картину ДС и вносят погрешности в определение температурного поля. Для того чтобы избежать искажений ДС, необходимо, во-первых, соблюдать технологию нанесения бездефектных пленок, в частности принимать меры против стабилизации доменных границ [6], и, во-вторых, производить тщательное размагничивание индикаторных пленок переменным полем достаточной амплитуды.

Таким образом, в результате проведенного исследования установлено, что отклик ДС аморфных пленок Gd-Co с перпендикулярной анизотропией на неоднородные стационарные тепловые поля указывает на сильную корреляцию между количественными параметрами ДС и характеристиками температурного поля. Это дает основание считать аморфные пленки типа Gd-Co потенциально пригодными для топографирования пространственно неоднородных стационарных температурных полей сложной конфигурации.

## Список литературы

- [1] Абакумов Б.М., Панышин И.А., Подпальый Е.А. и др. Регистрация оптической информации на тонкие магнитные пленки. М.: Атомиздат. 1976. С. 120.
- [2] Равлик А.Г., Самофалов В.Н., Золотницкий Ю.В. и др. // ПТЭ. 1988. № 3. С. 241–243.

- [3] Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. Прикладная магнитооптика. М.: Энергоатомиздат, 1990. 318 с.
- [4] Гафнер А.Е., Панышин И.А., Подпальый Е.А. и др. Докл. VIII Всесоюз. школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники". Донецк, 1982. С. 356–357.
- [5] Кандаурова Г.С., Иванов В.Е. // Аморфные пленочные сплавы переходных и редкоземельных металлов. Красноярск. 1988. С. 150–163.
- [6] Иванов В.Е., Кандаурова Г.С., Ледовская Е.Ф. // Изв. вузов. Физика. 1988. № 4. С. 37–40.
- [7] Иванов В.Е., Кандаурова Г.С., Каримов М.Ф. и др. // ФММ. 1995. Т. 79. № 3. С. 59–64.