

538,22:546,65

# **СИНТЕЗ И ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ**

**В. Н. Дудоров, В. В. Рандошкин, Р. В. Телеснин**

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	253
2. Методика выращивания пленок ферритов-гранатов . . . . .	255
3. Некоторые вопросы кинетики роста гранатовых пленок . . . . .	258
4. Контроль качества полученных пленок . . . . .	259
5. Основные свойства монокристаллических пленок гранатов и методы их исследования . . . . .	262
6. Воспроизводимость и температурная стабильность основных магнитных параметров гранатовых пленок . . . . .	280
7. Заключение . . . . .	284
Цитированная литература . . . . .	284

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к исследованию тонких магнитных пленок обусловлен как особенностями их структуры и физических свойств, позволяющими ожидать выяснения ряда принципиальных вопросов физики твердого тела, так и перспективами практического применения этих пленок в электронной технике. Одно из направлений, с которым связывают прогресс в развитии средств автоматики и вычислительной техники, включает разработку устройств памяти и логики, использующих движение доменов в магнитоодноосных материалах <sup>1-6</sup>. Ведется также разработка магнитооптических устройств обработки и хранения информации на ферритах <sup>4</sup>.

Особый интерес вызывают ферриты со структурой граната  $R_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (где  $R$  — иттриевый или редкоземельный ион) <sup>7-8</sup>, поскольку в пленках этих материалов с осью легкого намагничивания, нормальной к плоскости пленки в присутствии постоянного магнитного поля, приложенного в том же направлении, возникает специфическая магнитная структура — цилиндрические магнитные домены (ЦМД) (рис. 1).

Среди преимуществ доменных устройств логики и памяти ЭВМ перед их полупроводниковыми аналогами можно выделить следующие:

- а) малые (микронные и субмикронные) размеры ЦМД позволяют достичь плотности записи двоичной информации  $10^6$ — $10^9$  бит·см<sup>-2</sup>;
- б) малая потребляемая мощность (0,04 Вт для выполнения  $10^{12}$  двоичных операций в секунду);
- в) возможность хранения информации без потребления энергии;
- г) многофункциональность схем с использованием доменных взаимодействий в однородной магнитной среде;
- д) изготовление этих схем известными методами интегральной и тонкопленочной технологии.

Анализ особенностей и возможностей доменных устройств обработки и хранения информации свидетельствует о перспективности создания запоминающих устройств ЦМД емкостью  $10^6$ — $10^9$  бит, тактовой частотой

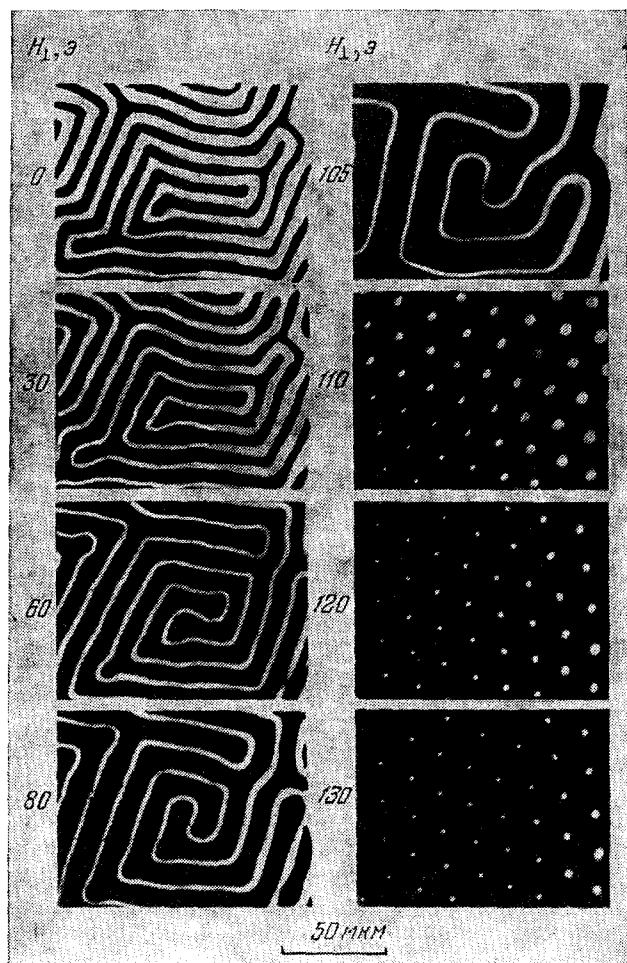


Рис. 1. Доменная структура в пленке феррита-граната системы  $(Y\text{SmCa})_3(\text{FeGeSi})_5\text{O}_{12}$  в различных полях смещения, нормальных к плоскости пленки.

порядка нескольких сот килогерц и временем выборки от десятков микросекунд до миллисекунд, реализующих в одном кристалле предварительную логическую обработку подлежащей хранению информации<sup>5</sup>. Стремление достичь максимальной плотности информации за счет уменьшения размера ЦМД привело к необходимости использования монокристаллических пленок редкоземельных гранатов толщиной около 6 мкм. Наиболее распространенным методом получения таких пленок является жидкофазная эпитаксия, основное достоинство которой состоит в возможности получения составов с разнообразными свойствами за счет изоморфных замещений и способности давать непрерывные твердые растворы<sup>9-10</sup>.

Обнаружение гигантского фарадеевского вращения в гранатовых пленках, содержащих  $\text{Bi}^{11-18}$ , в сочетании с возможностью магнитной и термической за-

писи произвольных символов с помощью доменов<sup>19-21</sup> и существованием цветного контраста между доменами разного знака<sup>22, 23</sup> в этих пленках представляет практический интерес для создания оптических запоминающих устройств, перестраиваемых оптических транспарантов и обратимых сред для регистрации голографических изображений.

В настоящей работе рассматриваются условия и методика синтеза, некоторые вопросы кинетики эпитаксиального выращивания монокристаллических пленок ферритов-гранатов. Описываются физические свойства гранатовых пленок и способы их исследования. Исследована воспроизводимость и температурная стабильность основных магнитных параметров этих пленок.

## 2. МЕТОДИКА ВЫРАЩИВАНИЯ ПЛЕНОК ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ

Лучшая воспроизводимость свойств монокристаллических пленок ферритов-гранатов достигается при выращивании их методом жидкофазной эпитаксии из раствора в расплаве<sup>24-28</sup>.

В качестве подложек, как правило, используются кристаллы немагнитных гранатов<sup>29, 30</sup>. На рис. 2 приведены постоянные решетки для ряда подложек из немагнитных гранатов и пленок ферритов-гранатов<sup>30</sup>.

Пленка и подложка должны иметь близкие параметры решетки, чтобы пленка росла без растрескивания. С другой стороны, несоответствие параметров решетки  $\Delta a$  должно быть достаточным для создания в пленке одноосной анизотропии с легкой осью, нормальной к ее плоскости. Величина  $\Delta a$  в эпитаксиальных пленках ферритов-гранатов с ЦМД составляет 0,01—0,02 Å. Лучшими подложками для наращивания железистых гранатов являются кристаллы гадолиний-галлиевого граната (ГГГ)  $Gd_3Ga_5O_{12}$  с постоянной решетки 12,383 Å. Подложки в виде пластин толщиной 0,3—1 мм и диаметром 5—38 мм, ориентированных, как правило, по направлению  $\langle 111 \rangle$ , вырезаются из кристаллов ГГГ, выращенных методом Чохральского в иридиевом тигле<sup>31</sup>.

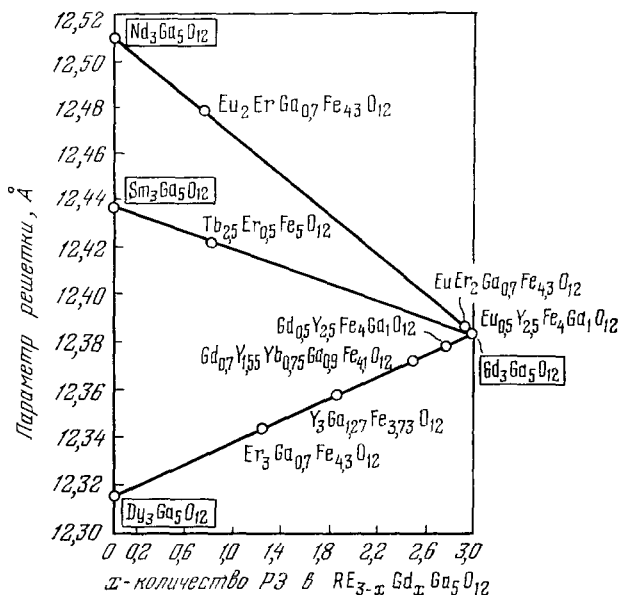


Рис. 2. Постоянные решетки подложек из немагнитных гранатов и пленок ферритов-гранатов<sup>30</sup>.

При выращивании монокристаллов методом жидкофазной эпитаксии к растворителю предъявляются следующие основные требования<sup>32-34</sup>:

- 1) высокая растворимость (10—15%) гранатообразующих компонент;
- 2) низкая температура плавления и малая вязкость;
- 3) в условиях роста растворимое вещество должно быть устойчивой твердой фазой;
- 4) низкая упругость паров и низкая химическая активность при рабочих температурах, отсутствие химического взаимодействия с материалом тигля;
- 5) низкая растворимость растворителя в выращиваемых кристаллах;
- 6) температурная инвариантность коэффициентов распределения гранатообразующих элементов, которые должны быть близки к единице;
- 7) возможность контролировать величину переохлаждения с высокой точностью.

В качестве растворителей при выращивании гранатов методом жидкофазной эпитаксии наиболее широко используются бинарные расплавы  $PbO - V_2O_5$ <sup>26, 28, 35-74</sup>,  $BaO - V_2O_5$ <sup>24, 75-80</sup>, тернарные расплавы  $PbO - V_2O_5 - PbF_2$ <sup>81-86</sup> и  $BaO - V_2O_5 - BaF_2$ <sup>87-90</sup>. Особенностью распла-

вов систем на основе  $\text{PbO}$  и  $\text{BaO}$ , содержащих гранатообразующие окислы, является то, что они могут быть сильно переохлаждены (примерно на  $100^\circ\text{C}$ ) и остаются в подобном состоянии значительное время<sup>33, 41, 68</sup>. Это обстоятельство позволяет выращивать эпитаксиальные пленки ферритов-гранатов в изотермических условиях.

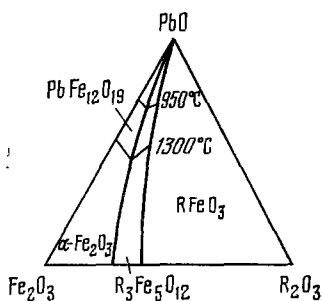


Рис. 3. Диаграмма состояния системы  $\text{PbO} - \text{Fe}_2\text{O}_3 - \text{R}_2\text{O}_3 (\text{Y}_2\text{O}_3)$ <sup>91</sup>.

Замещения в структуре железистого граната дают многокомпонентную систему в растворе расплава. На рис. 3 показаны основные особенности псевдотройной диаграммы  $\text{PbO} - \text{Fe}_2\text{O}_3 - \text{R}_2\text{O}_3 (\text{Y}_2\text{O}_3)$ <sup>91</sup>. В зависимости от положения на диаграмме будет кристаллизоваться одна из основных четырех фаз: гематит ( $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ), магнитоплюмбит ( $\text{PbFe}_{12}\text{O}_{19}$ ), гранат ( $\text{R}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ) или ортоферрит ( $\text{RFeO}_3$ ). Детальное исследование фазовых диаграмм  $\text{PbO} - \text{Ba}_2\text{O}_3 - \text{Fe}_2\text{O}_3 - \text{Y}_2\text{O}_3$  проведено в работе<sup>92</sup>. При приготовлении пшхты важны следующие молярные соотношения<sup>68, 93</sup>:

$$M_1 = \frac{\text{Fe}_2\text{O}_3}{\sum \text{R}_2\text{O}_3}, \quad (1) \quad M_2 = \frac{\text{Fe}_2\text{O}_3}{\text{Ga}_2\text{O}_3 \text{ (или } \text{Al}_2\text{O}_3)}, \quad (2)$$

$$M_3 = \frac{\text{PbO}}{\text{B}_2\text{O}_3}, \quad (3) \quad M_4 = \frac{\sum \text{R}_2\text{O}_3 + \text{Fe}_2\text{O}_3 + \text{Ga}_2\text{O}_3}{\sum \text{R}_2\text{O}_3 + \text{Fe}_2\text{O}_3 + \text{Ga}_2\text{O}_3 + \text{PbO} + \text{B}_2\text{O}_3}. \quad (4)$$

Для получения гранатовой фазы наиболее целесообразно использовать  $M_1=14$ ,  $M_2=16$ ,  $M_3=15,6$ ,  $M_4=0,08$ . Температура насыщения

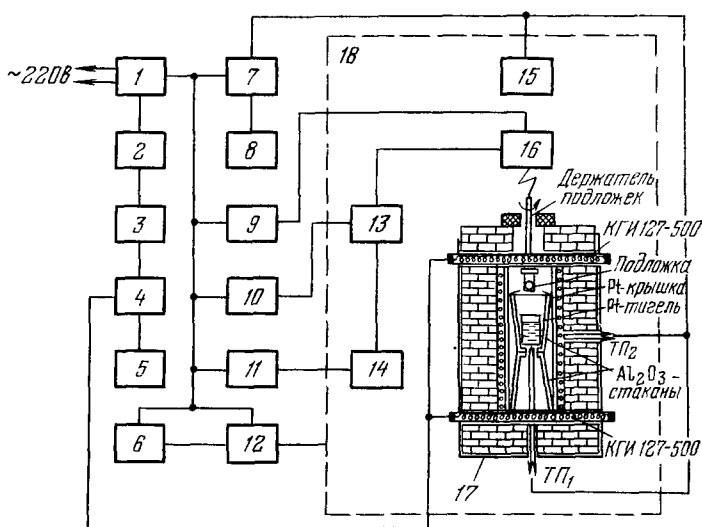


Рис. 4. Блок-схема установки для выращивания монокристаллических гранатовых пленок<sup>69, 70</sup>.

1 — стабилизатор напряжения, 2, 3 — блоки регулировки и задания программы снижения температуры, 4, 5 — приборы контроля и записи тона и напряжения, 6, 12 — система автоматической регулировки температуры, 7, 8 — приборы контроля и непрерывной записи температуры, 9 — система управления вращением подложки, 10, 11 — блоки управления скоростями подъемников, 13, 14 — подъемники, 15 — термостат холодных спаев термодпар, 16 — блок вращения подложки, 17 — печь сопротивления, 18 — герметический бокс. (Pt-тигель расплава.)

$T_{\text{нас}}$  раствора-расплава зависит от  $M_3$  и меняется на  $8,49^\circ\text{C}$  на каждую единицу его изменения<sup>28, 41</sup>.

Типичная аппаратура, применяемая при выращивании гранатовых пленок жидкофазной эпитаксией из раствора в расплаве, подробно описана в работах <sup>26-28, 47, 52-53, 69, 70</sup>. На рис. 4 приведена блок-схема установки и конструкция нагревательной печи, используемой на физическом факультете МГУ для выращивания эпитаксиальных монокристаллических пленок ферритов-гранатов <sup>69, 70</sup>.

Основные этапы эпитаксиального выращивания пленок гранатов следующие: тщательное перемешивание смеси из примерно 9 весовых процентов гранатообразующих окислов и растворителя с весовым соотношением  $PbO : B_2O_3 = 50 : 1$ , наплавление ее в платиновый тигель при температуре 1100—1150°C; гомогенизация расплава в печи в течение 2—18 час. при 1050—1200°C; снижение температуры до величины  $T_{\text{рост}}$ , меньшей  $T_{\text{нас}}$  на 10—50°C и переохлаждение таким образом расплава на величину  $\Delta T = T_{\text{нас}} - T_{\text{рост}}$ ; нагревание подложки до температуры  $T_{\text{рост}}$  путем выдерживания ее у поверхности расплава в течение ~5 мин.; рост пленок в изотермических условиях при скорости вращения подложки ~100 об/мин. Ростовой цикл заканчивается резким выдергиванием подложки из расплава, ее последующим медленным извлечением из зоны нагрева и обработкой в 50%-ном растворе  $HNO_3$  при 80°C.

Состав компонент расплава, температура насыщения и условия роста для ряда состава пленок ферритов гранатов, выращенных с помощью данной установки, приведены в табл. I.

Таблица I

Состав расплава	Состав компонент, мол. %							
	Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Sm <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Er <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Eu <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Ga <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	PbO	B <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
Y <sub>3</sub> Fe <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	0,72					9	84,84	5,4
Y <sub>3</sub> Ga <sub>0,75</sub> Fe <sub>4,25</sub> O <sub>12</sub>	0,72				0,54	8,46	То же	То же
Y <sub>3</sub> Ga <sub>0,5</sub> Fe <sub>4,5</sub> O <sub>12</sub>	То же				0,96	8,64	» »	» »
Y <sub>3</sub> Ga <sub>1,0</sub> Fe <sub>4,0</sub> O <sub>12</sub>	» »				0,72	8,28	» »	» »
Y <sub>3</sub> Ga <sub>1,2</sub> Fe <sub>3,8</sub> O <sub>12</sub>	» »				0,864	8,136	» »	» »
Y <sub>3</sub> Ga <sub>1,25</sub> Fe <sub>3,75</sub> O <sub>12</sub>	» »				0,9	8,1	» »	» »
Y <sub>2,6</sub> Sm <sub>0,2</sub> Ga <sub>1,0</sub> Fe <sub>4,0</sub> O <sub>12</sub>	0,7145	0,0565			0,78	6,65	85,72	6,07
Y <sub>2,6</sub> Sm <sub>0,4</sub> Ga <sub>1,0</sub> Fe <sub>4,0</sub> O <sub>12</sub>	0,658	0,113			0,78	6,65	То же	То же
Y <sub>2,6</sub> Sm <sub>0,4</sub> Ga <sub>1,1</sub> Fe <sub>3,9</sub> O <sub>12</sub>	То же	То же			0,857	6,579	» »	» »
Y <sub>2,6</sub> Sm <sub>0,4</sub> Ga <sub>1,2</sub> Fe <sub>3,8</sub> O <sub>12</sub>	» »	» »			0,995	6,495	» »	» »
Er <sub>2,0</sub> Eu <sub>0,1</sub> Ga <sub>0,7</sub> Fe <sub>4,3</sub> O <sub>12</sub>	» »	» »	0,48	0,24	0,51	8,47	84,86	5,44

Состав расплава	T <sub>нас</sub> , °C	Δa, Å	ΔT, °C	i <sub>ср</sub> , мкм/мин	M <sub>1</sub>	M <sub>2</sub>	M <sub>3</sub>	M <sub>4</sub>	4πM <sub>s</sub> , гс
Y <sub>3</sub> Fe <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	940	0,006	20	0,8	12,5	∞	15,6	0,097	1750
Y <sub>3</sub> Ga <sub>0,75</sub> Fe <sub>4,25</sub> O <sub>12</sub>	960	0,009	20	0,7	11,75	15,68	То же	То же	750
Y <sub>3</sub> Ga <sub>0,5</sub> Fe <sub>4,5</sub> O <sub>12</sub>	970	0,011	20	0,75	12	24	» »	» »	1070
Y <sub>3</sub> Ga <sub>1,0</sub> Fe <sub>4,0</sub> O <sub>12</sub>	978	0,012	15	0,8	11,5	11,5	» »	» »	450
Y <sub>3</sub> Ga <sub>1,2</sub> Fe <sub>3,8</sub> O <sub>12</sub>	985	0,014	15	0,8	11,3	9,42	» »	» »	280
Y <sub>3</sub> Ga <sub>1,25</sub> Fe <sub>3,75</sub> O <sub>12</sub>	990	0,018	15	0,75	11,24	9	» »	» »	220
Y <sub>2,6</sub> Sm <sub>0,2</sub> Ga <sub>1,0</sub> Fe <sub>4,0</sub> O <sub>12</sub>	935	0,01	20	0,8	8,63	8,54	14,12	0,082	290
Y <sub>2,6</sub> Sm <sub>0,4</sub> Ga <sub>1,0</sub> Fe <sub>4,0</sub> O <sub>12</sub>	955	0,011	20	0,7	8,63	8,54	То же	То же	190
Y <sub>2,6</sub> Sm <sub>0,4</sub> Ga <sub>1,1</sub> Fe <sub>3,9</sub> O <sub>12</sub>	960	0,011	20	0,75	8,59	7,66	» »	» »	175
Y <sub>2,6</sub> Sm <sub>0,4</sub> Ga <sub>1,2</sub> Fe <sub>3,8</sub> O <sub>12</sub>	965	0,012	20	0,7	8,425	6,94	» »	» »	160
Er <sub>2,0</sub> Eu <sub>0,1</sub> Ga <sub>0,7</sub> Fe <sub>4,3</sub> O <sub>12</sub>	950	0,014	20	0,8	11,77	16,62	15,6	0,097	248

## 3. НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ КИНЕТИКИ РОСТА ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНОК

Основные механизмы эпитаксиального роста кристаллов детально рассмотрены в работах <sup>32, 41, 54, 68, 94-102</sup>. Процесс роста из раствора можно разбить на четыре основные стадии: 1) перенос растворенного вещества к поверхности кристалла; 2) объемная диффузия через обедненную зону у границы раздела фаз; 3) поверхностная диффузия; 4) объединение ростовых частиц в кристалл. Механизм переноса растворенного вещества зависит от условий выращивания и включает диффузию, конвекцию или принудительный поток (перемешивание) <sup>32, 101</sup>.

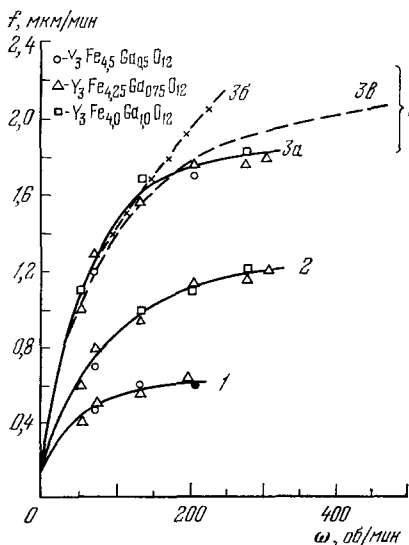


Рис. 5. Зависимость скорости роста пленки от скорости вращения подложки в расплаве для различных значений переохлаждения  $\Delta T$ .

1— $10^\circ\text{C}$ , 2— $20^\circ\text{C}$ , 3— $30^\circ\text{C}$ ; 3а — экспериментальная кривая, 3б — 3в — теоретические кривые, рассчитанные с помощью модели объемной диффузии и модели, учитывающей механизмы диффузии и объединения частиц соответственно <sup>72</sup>.

получить, что скорость роста пленки пропорциональна квадратному корню из скорости вращения подложки  $\omega$ . Такая зависимость предполагает, что в отсутствие вращения рост пленки происходить не будет, а при увеличении скорости вращения скорость роста будет неограниченно возрастать.

Однако, как показывает эксперимент, пленка растет и в отсутствие вращения со скоростью  $f_0 = 0,1 - 0,5$  мкм/мин <sup>44, 71, 72</sup>, а при увеличении величины  $\omega$  происходит насыщение скорости роста <sup>52, 71, 72, 93, 94</sup>. Кроме того, на начальной стадии роста имеет место неустановившийся переходной процесс, в течение которого рост пленки происходит более интенсивно <sup>94</sup>. Поэтому при интерпретации экспериментальных данных в рамках модели объемной диффузии необходимо предварительно вычесть  $f_0$  из каждой точки кривой  $f(\omega)$ .

Полнее процесс эпитаксиального роста описывает модель, учитывающая объемную диффузию через обедненный граничный слой толщины  $\delta$  и процесс объединения ростовых частиц в монокристалл на поверхности пленки в соответствии с реакцией первого кинетического порядка <sup>72, 94</sup>.

Растущая поверхность служит стоком для кристаллообразующих компонент. Растворитель и продукты реакции, не участвующие в построении кристалла, отесняются от поверхности раздела фаз и в расплаве вблизи нее возникает градиент концентрации <sup>32</sup>. С удалением от границы раздела фаз концентрация возрастает для усваиваемого вещества и убывает для отталкиваемых компонент. В результате диффузионный поток растворенного вещества будет направлен в сторону растущей поверхности.

Скорость роста в основном определяется процессами объемной диффузии через обедненный граничный слой толщины  $\delta$  у поверхности пленки и объединения ростовых частиц в монокристалл.

Относительное движение кристалла и раствора уменьшает толщину  $\delta$  и ведет к возрастанию скорости роста <sup>103</sup>.

В предположении равенства скоростей роста и диффузионного потока через обедненный слой (модель объемной диффузии) и постоянства градиента концентрации во всем объеме из уравнения материального баланса можно

На рис. 5 приведены экспериментальные зависимости  $f(\omega)$ , а также кривые 3б и 3в, рассчитанные теоретически соответственно с помощью модели объемной диффузии и модели, учитывающей как диффузию, так и процесс объединения частиц <sup>72</sup>. Расхождение результатов, полученных из моделей,

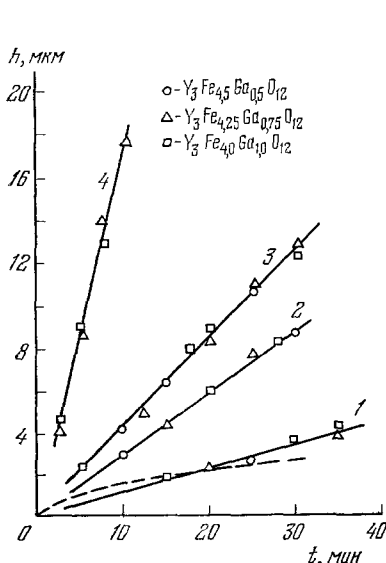


Рис. 6. Зависимость толщины пленки от времени роста для различных температур переохлаждения и скоростей вращения подложки.

1 —  $\Delta T = 30^\circ\text{C}$ ,  $\omega = 0$ ; 2 —  $10^\circ\text{C}$ , 70 об/мин;  
3 —  $20^\circ\text{C}$ , 120 об/мин; 4 —  $25^\circ\text{C}$ , 300 об/мин.  
Штриховой линией указана теоретическая зависимость <sup>72</sup>.

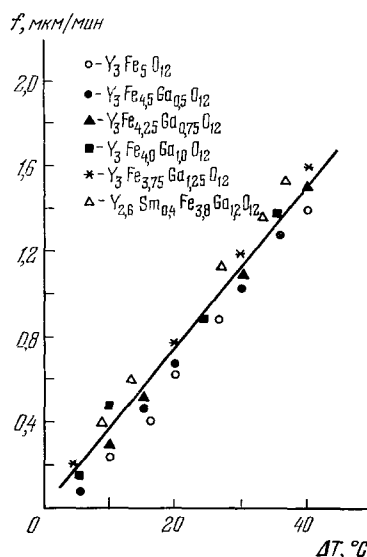


Рис. 7. Зависимость скорости роста пленки от температуры переохлаждения ( $\omega = 50$  об/мин) <sup>72</sup>.

с экспериментальными данными наступает при  $\omega \approx 140$  об/мин. Заниженное по сравнению с теоретическим экспериментальное значение верхнего предела скорости роста объясняется конечной величиной объема расплава в тигле, что не учитывалось при расчете.

На рис. 6 приведены экспериментальные зависимости толщины пленки  $h$  от времени роста  $t$  <sup>72</sup>. Штриховой линией показана рассчитанная по второй модели зависимость  $h(t)$ .

Исследование зависимости скорости роста от величины переохлаждения (рис. 7) показало, что она линейна и приблизительно одинакова для пленок различных составов системы  $(\text{YSm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  <sup>72</sup>.

#### 4. КОНТРОЛЬ КАЧЕСТВА ПОЛУЧЕННЫХ ПЛЕНОК

Качество эпитаксиальных гранатовых пленок прежде всего зависит от совершенства подложек. Различные неоднородности и дефекты, имеющиеся на подложке, наследуются пленкой, вызывая локальные изменения магнитных свойств <sup>104</sup>. Дефекты в подложке образуются в процессе роста кристалла либо при последующей обработке (разрезание, шлифовка, полировка и т. п.). Дефекты обработки, представляющие различного рода нарушения поверхности (царапины и т. п.), выявляются путем непосредственного наблюдения поверхности подложки. Дефекты роста (напряжения, включения, полосы роста и дислокации) можно обнаружить оптиче-

скими методами. Наблюдение неразрезанного кристалла между скрещенными поляроидами выявляет распределение напряжений. Исследование подложек с помощью поляризационного микроскопа в проходящем и отраженном свете позволяет обнаружить включения и дислокации.

Наблюдение подложек в микроскоп с использованием фазового контраста дает возможность обнаружить полосы роста.

Еще один источник появления дефектов в эпитаксиальной пленке — вхождение в нее в процессе роста компонент растворителя и растворенных в расплаве компонент материала подложки и тигля.

Использование пленок с дефектами в устройствах на ЦМД практически исключено, поскольку дефекты препятствуют движению доменных

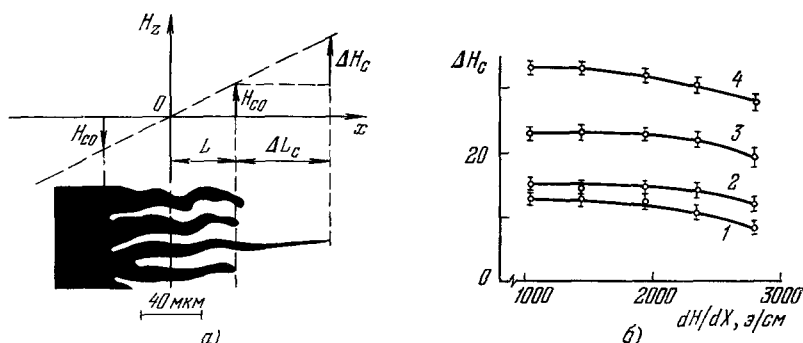


Рис. 8. Схема определения «коэрцитивности» дефекта <sup>111</sup> (а) и зависимость «коэрцитивности» дефектов от градиента поля в пленке состава  $Y_{2,6}Sm_{0,4}Ga_{1,2}Fe_{3,8}O_{12}$  (б).

стенок. Взаимодействие доменных стенок, которые наблюдаются с помощью эффекта Фарадея, с магнитными дефектами лежит в основе ряда методов их выявления <sup>105–116</sup>.

Для измерения «коэрцитивности» отдельных дефектов в материалах с ЦМД используется градиентное поле вида  $H_z = \beta x$ , создаваемое с помощью пары электромагнитов или системы постоянных магнитов, которое намагничивает до насыщения две части пленки перпендикулярно ее поверхности <sup>105–111</sup>.

При градиенте неоднородного поля больше некоторого критического  $\beta_c$  в пленке вдоль оси  $y$  выстраивается плоская доменная стенка, занимающая положение, соответствующее нулевому полю <sup>108</sup>.

При  $\beta = \beta_c$  становится энергетически выгодным синусоидальное отклонение от прямой стенки. При  $\beta < \beta_c$  образуется область с полосовыми доменами.

Если в пленке имеется дефект, то при перемещении образца относительно электромагнитов происходит задержка домена на этом дефекте и удлинение его на величину  $\Delta L_c$  (рис. 8, а). «Коэрцитивность» дефекта определяется как

$$\Delta H_c = \frac{\Delta L_c}{L} H_{c0}, \quad (5)$$

где  $L$  — полуширина области с полосовыми доменами,  $H_{c0}$  — поле, которое необходимо приложить для срыва домена с дефекта <sup>109</sup>.

Типичная зависимость «коэрцитивности» дефектов в гранатовых пленках от градиента магнитного поля показана на рис. 8, б.

Постоянство  $\Delta H_c$  в интервале градиентов  $1000–2800 \text{ э.см}^{-1}$  свидетельствует о том, что каждый дефект характеризуется своим собственным



значением «коэрцитивности». Уменьшение  $\Delta H_c$  при больших градиентах может быть вызвано неоднородностью магнитного поля.

Широко используются методы выявления дефектов в гранатах, основанные на визуальном наблюдении движения доменов в переменных полях смещения<sup>108, 112, 113</sup>. Дефекты идентифицируются как локализованные районы, в которых происходит закрепление доменных стенок или какие-либо локальные изменения характера их движения. Большей чувствительностью обладает метод, предложенный в работах<sup>114-116</sup>, который основан на непрерывной генерации и продвижении ЦМД неоднородным полем через поле зрения микроскопа. На дефектах происходит задержка ЦМД либо изменение характера их движения. Поскольку движение ЦМД можно вызвать с помощью достаточно низкого градиентного поля, то метод позволяет выявлять слабые дефекты.

Для полного понимания физических свойств эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов требуется знать их химический состав. Проблемы, связанные с определением состава гранатовых пленок, обсуждаются в работе<sup>117</sup>. Основные трудности обусловлены малой толщиной пленок и входением одних и тех же элементов (Ga, Gd) в состав пленки и подложки.

Лучшим методом определения химического состава пленок гранатов является электронный микроанализ<sup>118</sup>, позволяющий проводить локальные измерения, поскольку эффективный объем, испускающий характеристическое рентгеновское излучение, составляет несколько кубических микрон. Содержание элементов определяется по характеристическим линиям излучения  $FeK_\alpha$ ,  $GaK_\alpha$ ,  $CuK_\alpha$ ,  $YL_\alpha$ ,  $SmL_\alpha$ ,  $GeL_\alpha$ ,  $PbM_\alpha$ ,  $PbM_\beta$  и т. п. Эталоном служат чистые элементы редких земель, Fe, Ge, Pb и др., а также различные соединения  $Y_3Fe_5O_{12}$ ,  $CaF_2$ ,  $GaSb$ ,  $GaP$  и т. п. В первом приближении содержание элементов в заданной области образца определяется как

$$C = \frac{(I_L - I_{\phi})_{обр}}{(I_L - I_{\phi})_{эт}}, \quad (6)$$

где  $I_L$  — интенсивность характеристического излучения,  $I_{\phi}$  — интенсивность фона. Для более точного определения концентрации вводят поправки:

$$C_i^* = C_i f(\tau) f(Z) f(v), \quad (7)$$

где  $C_i^*$  — истинная концентрация  $i$ -го элемента,  $f(\tau)$  — поправка, обусловленная поглощением рентгеновского излучения в образце,  $f(z)$  — поправка на атомный номер,  $f(v)$  — поправка на флуоресценцию. Абсолютная точность равна  $\pm 5\%$  для всех элементов, кроме Pb, для которого она составляет  $\pm 50\%$ <sup>39</sup>.

Для пленок, содержащих не более двух замещающих ионов, состав можно определить, измерив несоответствие параметров решетки пленки и подложки  $\Delta a$  и температуру Нееля  $T_N$  и используя зависимость  $\Delta a$  и  $T_N$  от содержания замещающих элементов в качестве калибровочных кривых<sup>39, 46, 119, 120</sup>. Однако при этом следует учитывать входение в состав пленки Pb и Pt, приводящее к изменению параметра решетки и температуры Нееля<sup>46, 55, 93, 121</sup>.

Поскольку магнитные свойства гранатовых пленок весьма чувствительны к их составу, важно знать не только входящие в их состав основные элементы, но и примеси, которые также могут содержаться в пленке в незначительном количестве. Такой анализ пленок гранатов или исходных материалов можно проводить с помощью эмиссионной спектроско-

- пии, масс-спектроскопии, химической спектрофотометрии и флюориметрии<sup>122, 123</sup>.

Точное значение параметров решетки пленки и подложки необходимо знать для выращивания высококачественных эпитаксиальных пленок и для интерпретации их магнитных свойств. Оценка степени совершенства кристаллической решетки пленки и подложки и измерение их параметров проводятся стандартными методами рентгеноструктурного анализа<sup>124, 125</sup>. На физическом факультете МГУ такие исследования проводились методом двухкристального спектрометра на дифрактометре ДРОН-0,5 с использованием излучения  $\text{CuK}\alpha$  и совершенственного кристалла Si в качестве монохроматора<sup>73</sup>. Полуширина кривых качания для гранатовых пленок,

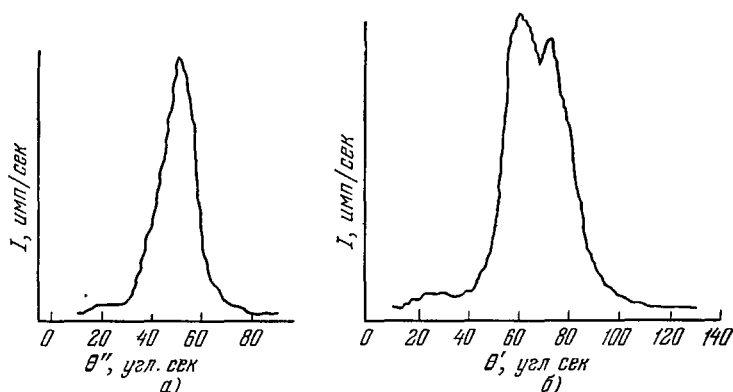


Рис. 9. Дифрактограмма пленки граната состава  $\text{Y}_{2,6}\text{Sm}_{0,4}\text{Ga}_{1,2}\text{Fe}_{3,8}\text{O}_{12}$  с различных участков поверхности, полученная на дифрактометре ДРОН-0,5.

указанных в табл. I, составляла 10—17". На рис. 9 в качестве примера приведены кривые качания для пленки состава  $\text{Y}_{2,6}\text{Sm}_{0,4}\text{Ga}_{1,2}\text{Fe}_{3,8}\text{O}_{12}$  в различных точках поверхности. Кривая рис. 9, а имеет полуширину 15", кривая рис. 9, б обнаруживает суперпозицию отражений от двух блоков с поперечным размером  $\sim 35$  мкм и разориентировкой между плоскостями  $\sim 10^\circ$ .

Несоответствие параметров решетки пленки и подложки  $\Delta a$ , измеренное с помощью дифрактометра ДРОН-0,5 с точностью 0,001 Å, приведено для изучаемых составов в табл. I.

Кристаллографическая ориентация пленок, определенная на рентгеновской установке УРС-50И с точностью 15', совпадала с кристаллографической ориентацией подложки.

## 5. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК ГРАНАТОВ И МЕТОДЫ ИХ ИССЛЕДОВАНИЯ

Ферриты-гранаты имеют кубическую структуру и характеризуются общей формулой  $\{\text{R}_3^{3+}\} [\text{A}_2^{3+}] (\text{B}_2^{3+}) \text{O}_{12}$ , где  $\text{R}^{3+}$  — ионы редкой земли и иттрия,  $\text{A}^{3+}$  и  $\text{B}^{3+}$  — ионы Fe, Al, Ga. Элементарная ячейка содержит восемь молекул (рис. 10). Ионы R расположены в додекаэдрических междоузлиях кислородной решетки, ионы A — в октаэдрических междоузлиях и ионы B — в тетраэдрических междоузлиях (в c-, a- и d-положениях соответственно). В общем случае в структуре граната имеется три кристаллографически неэквивалентных подрешетки магнитных ионов и для кристаллов характерно ферромагнитное упорядочение<sup>7, 126</sup>.

Оптическое поглощение определяют, как правило, с помощью стандартных двухлучевых спектрометров<sup>129</sup>. Исследования оптических свойств гранатов различных составов проводились в работах<sup>18, 19, 130-144</sup>. Если не принимать во внимание линейную структуру

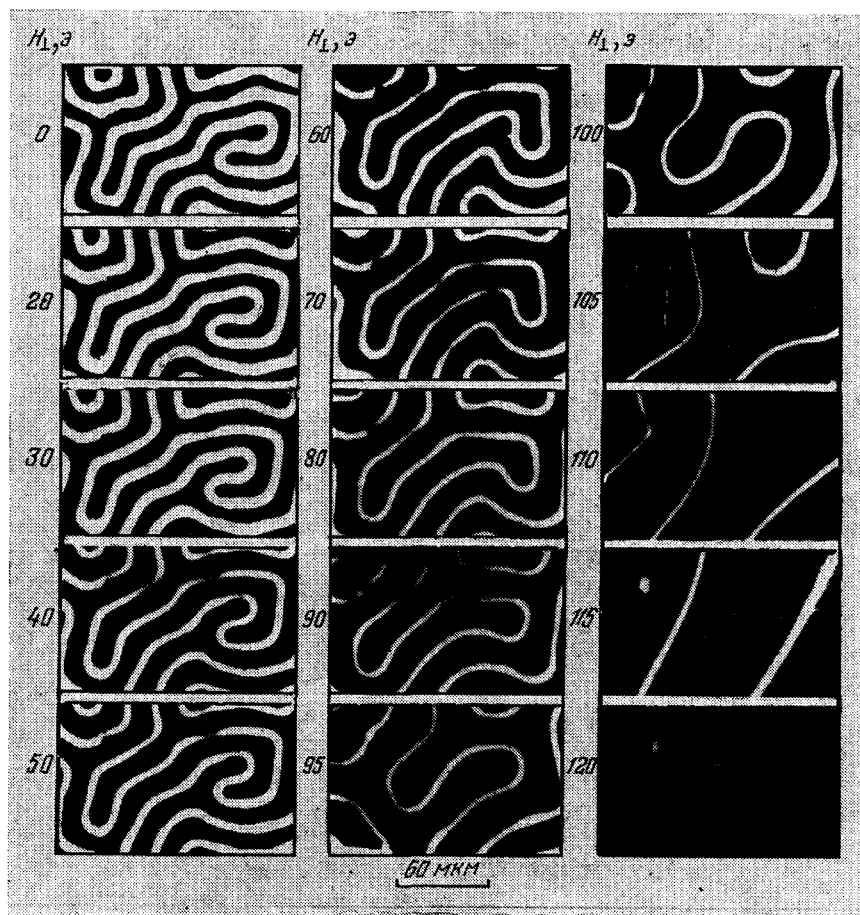


Рис. 11. Изменение доменной структуры пленки состава  $\text{Y}_{2.6}\text{Sm}_{0.4}\text{Ga}_{1.2}\text{Fe}_{3.8}\text{O}_{12}$  в постоянном поле смещения, перпендикулярном поверхности образца<sup>73</sup>.

спектра, связанную с редкоземельными ионами, зависимость коэффициента поглощения  $\alpha$  от длины волны в основном одинакова для всех гранатов (рис. 12).

Фарадеевское вращение наиболее точно можно измерить с помощью схем с модуляцией поляризации<sup>145, 146</sup>. Исследованию особенностей и природы эффекта Фарадея в гранатах посвящены работы<sup>131, 140, 143, 144, 147-166</sup>. Величина удельного фарадеевского вращения  $\varphi_F$  в незамещенных железистых гранатах, измеренная на длине волны  $1,15 \text{ мкм}$ , находится в пределах от  $20 \text{ град} \cdot \text{см}^{-1}$  в  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  до  $440 \text{ град} \cdot \text{см}^{-1}$  в  $\text{Tb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ <sup>165</sup>. На величину  $\varphi_F$  влияют как магнитные, так и диамагнитные замещения<sup>18, 144, 158, 166</sup>. Так, введение Вi в состав граната значительно увеличивает эффект Фарадея<sup>11-18</sup>, достигающий  $5 \cdot 10^4 \text{ град} \cdot \text{см}^{-1}$  в видимом диапазоне.

Хотя ферриты-гранаты, являясь кубическими кристаллами, не обладают одноосной анизотропией, но при эпитаксиальном выращивании пленок этих гранатов в них появляется одноосная анизотропия, индуцированная в процессе роста или за счет упругих напряжений вследствие несоответствия параметров решетки пленки и подложки. Если одноосная анизотропия достаточно велика, то намагниченность таких пленок направлена нормально к плоскости пленки.

В отсутствие внешнего магнитного поля материалы с ЦМД находятся в размагниченном состоянии, поскольку в них образуется структура противоположно намагниченных доменов. Конфигурация доменной структуры в отсутствие внешних полей зависит от предыстории образца и может представлять собой лабиринтную или шевронную структуру, образованную полосовыми доменами одинаковой ширины, структуру прямолинейных полосовых доменов, гексагональную решетку ЦМД, аморфную решетку ЦМД различного диаметра, решетку эллиптических и полосовых доменов конечной длины и др. Энергетически более выгодной в отсутствие внешнего поля является лабиринтная доменная структура (см. рис. 1 и 11). Если к образцу прикладывать однородное квазистатическое внешнее поле, нормальное к его плоскости, то домены, намагниченные в направлении внешнего поля, будут увеличиваться в размерах за счет «невыгодно» намагниченных доменов. При дальнейшем увеличении поля «невыгодно» намагниченные домены будут распрямляться и их число на единице площади будет уменьшаться. При некотором критическом поле энергетически более выгодной является структура ЦМД. Однако стягивание полосовых доменов в ЦМД не происходит, если концы полосовых доменов закреплены на краях образца. При втором критическом значении поля доменная структура исчезает и образуется однородно намагниченный монокристалл.

Теория изолированного ЦМД разработана в работах <sup>1, 127, 128</sup> на основе анализа выражения для его полной энергии, которая складывается из энергии доменной стенки  $E_w$ , энергии взаимодействия с внешним полем  $E_H$  и магнитостатической энергии внутренних размагничивающих полей  $E_M$ . Эффективное поле стенки  $H_w$  и внешнее поле  $H_H$  стремятся уменьшить размеры домена, а под действием поля размагничивания  $H_M$  размеры домена увеличиваются. Устойчивый размер домена определяется балансом этих противоположных тенденций. Детальный анализ <sup>127, 128</sup> показывает, что стабильный ЦМД существует в диапазоне внешних полей  $H_0 < H_{cm} < H_0$ , где  $H_0$  — поле коллапса ЦМД,  $H_0$  — поле эллиптической неустойчивости ЦМД.

Монокристаллические пленки ферритов-гранатов характеризуются следующими основными параметрами: коэффициентом поглощения  $\alpha$ , удельным фарадеевским вращением  $\varphi_F$ , толщиной  $h$ , характеристической длиной  $l$ , намагниченностью насыщения  $4\pi M_s$ , энергией доменной стенки  $\sigma_u$ , константой одноосной анизотропии  $K_u$ , температурой Нееля  $T_N$ , коэрцитивной силой  $H_c$ , фактором качества материала  $q$ , обменной константой  $A$ , подвижностью доменных стенок  $\mu$ .

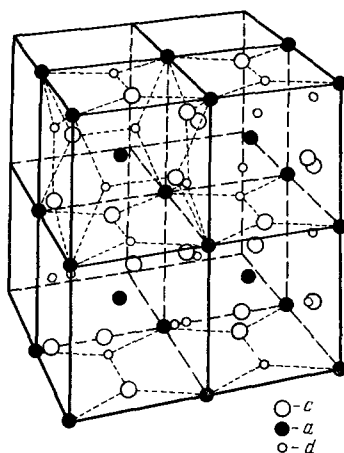


Рис. 10. Расположение катионов в  $c$ -,  $a$ - и  $d$ -узлах четырех октаэдров элементарной ячейки граната <sup>126</sup>.

Гигантское фарадеевское вращение в Bi-содержащих гранатовых пленках объясняется в рамках модели молекулярных орбиталей усилением магнитооптической активности переходов под влиянием Bi<sup>3+</sup>,<sup>143, 144, 163</sup>. На рис. 13 приведены значения удельного фарадеевского вращения  $\varphi_F$  и магнитооптической добротности  $\psi = 2\varphi_F/\alpha$  в видимой области для пленок составов  $(YBi)_3(AlFe)_5O_{12}$  и  $Y_3Fe_5O_{12}$ .

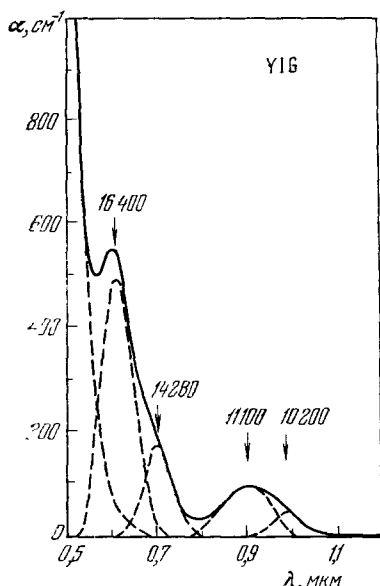


Рис. 12. Коэффициент поглощения для  $Y_3Fe_5O_{12}$  в видимой и близкой инфракрасной областях спектра<sup>138</sup>.

Толщина  $h$  гранатовых пленок является важным параметром, так как в пленках одинакового состава величина  $h$  определяет размер ЦМД и диапазон его стабильности по полю смещения, нормаль-

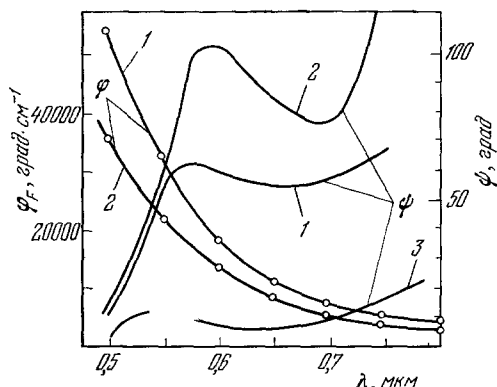


Рис. 13. Удельное фарадеевское вращение  $\varphi_F$  и магнитооптическая добротность  $\psi$  в видимой области<sup>18</sup>.

1 —  $Y_{2,35}Bi_{0,65}Fe_{4,25}Al_{0,75}O_{12}$ , 2 —  $Y_{2,05}Bi_{0,95}Fe_{3,95}Al_{1,1}O_{12}$ , 3 —  $Y_3Fe_5O_{12}$ <sup>18</sup>.

ному плоскости образца<sup>127, 128</sup>. В устройствах на ЦМД, содержащих несколько пленок, их толщина не должна отличаться более чем на 1%<sup>167</sup>. Кроме того, для многих магнитооптических методов измерения других параметров пленок требуется знать значение  $h$ .

Наиболее точным методом измерения толщины гранатовых пленок является интерференционный<sup>116, 168–170</sup>. Интерференционная картина создается светом, отраженным от поверхности пленки и границы раздела пленка — подложка (показатели преломления пленки и подложки в красной части спектра равны соответственно 2, 35 и 1,70<sup>168</sup>). Меняя с помощью монохроматора длину волны  $\lambda$  падающего света, контролируют движение следующих друг за другом интерференционных полос, проходящих через фиксированную точку на пленке. Толщина пленки вычисляется как

$$h = \frac{N}{2} \left( \frac{n_1}{\lambda_1} - \frac{n_2}{\lambda_2} \right)^{-1}, \quad (8)$$

где  $N$  — число полос, прошедших через данную точку в интервале длин волн от  $\lambda_1$  до  $\lambda_2$ ;  $n_i$  — показатель преломления пленки на длине волны  $\lambda_i$ . Дисперсионные кривые для ряда гранатовых пленок приведены в работе<sup>171</sup>.

Интерференционный метод используется для контроля однородности толщины пленки. Если величина  $h$  меняется по образцу, то интерферен-

ционная картина наблюдается в нормально падающем монохроматическом освещении. Разница по толщине пленки в точках, где проходят соседние темные полосы, в видимой области составляет 0,1—0,15 мкм.

Характеристическая длина  $l$ , впервые введенная Тилем<sup>127, 128</sup> как

$$l = \frac{\sigma w}{4\pi M_s^2}, \quad (9)$$

является параметром, связанным с характерными размерами доменов в данном материале. С другой стороны, для определения величины  $l$  достаточно измерить некоторый размер домена и толщину образца.

Первый метод определения характеристической длины<sup>172</sup> основан на измерении диаметра ЦМД в различных полях смещения и использовании результатов теории Тили<sup>127, 128</sup>.

Во втором методе экспериментально измеряемой величиной является период  $P_0$  равновесной полосовой доменной структуры в нулевом поле смещения<sup>173–175</sup>. При вычислении  $l$  используются результаты теории полосовых доменных структур<sup>176, 177</sup>, где характеристическая длина  $l$  является функцией только измеряемых величин  $P_0$  и  $h$ . Результаты численного

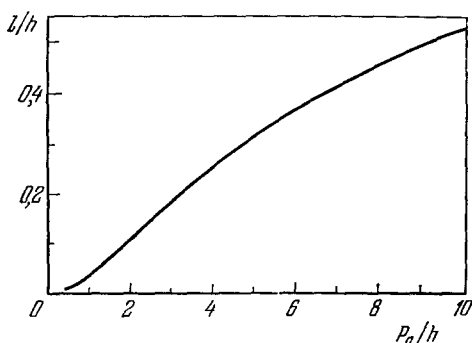


Рис. 14. Зависимость отношения характеристической длины к толщине образца от отношения периода полосовой доменной структуры в нулевом поле к толщине образца<sup>175</sup>.

расчета приведены на рис. 14. Структуру прямолинейных доменов, позволяющих измерить  $P_0$  с большей точностью, зарождают с помощью переменного поля в плоскости пленки, амплитуда которого медленно уменьшается.

Намагниченность насыщения  $4\pi M_s$  может измеряться с помощью ряда разработанных методов<sup>178–181</sup>, многие из которых могут быть использованы для исследования гранатовых пленок. Основная трудность в применении этих методов состоит в том, что пленка занимает намного меньший объем по сравнению с массивной парамагнитной подложкой.

Эффект наведения тока в катушке при движении намагниченного образца использовался Геллером и др.<sup>126, 182, 183</sup> при изучении гранатов. Преимущества резонансных методов усиления сигнала обуславливают применение вибрационного магнетометра<sup>184–187</sup> для исследования гранатовых пленок<sup>188</sup>. Намагниченный образец, помещенный в магнитное поле, направление которого не совпадает с осью легкого намагничивания, испытывает действие закручивающего момента. Этот эффект используется в крутильном аниметре<sup>189–191</sup> для измерения намагниченности и магнитной анизотропии, в частности, в гранатах<sup>192–197</sup>. Для определения намагниченности тонких пленок гранатов наиболее удобными являются магнитооптические методы<sup>146, 172–175, 198–206</sup>. Основываясь на теории Тили<sup>127, 128</sup>, намагниченность  $4\pi M_s$  может быть найдена при известных  $l$  и  $h$  для каждой пары значений приложенного поля смещения и диаметра ЦМД, находящегося в этом поле<sup>172</sup>.

Авторы работы <sup>173</sup> предложили более оперативный, но менее точный метод вычисления  $4\pi M_s$ , в котором экспериментально измеряемыми величинами являются только равновесный период  $P_0$  и поле коллапса ЦМД  $H_0$ . Результаты численного расчета приведены на рис. 15. Простое аналитическое выражение, аппроксимирующее эту кривую, получено Калленом и Джозефом <sup>205, 206</sup>. В работах <sup>146, 174, 201-204</sup> для определения  $4\pi M_s$  использовались петли гистерезиса, полученные на фарадеевском гистериографе <sup>146, 198-200</sup>. Интерпретация петель гистерезиса в терминах  $4\pi M_s$  основана на теории полосовых доменов

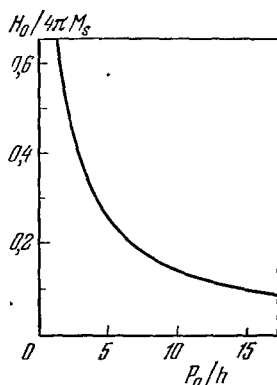


Рис. 15. Зависимость отношения поля коллапса ЦМД к намагниченности насыщения от отношения периода полосовой доменной структуры к толщине образца <sup>173</sup>.

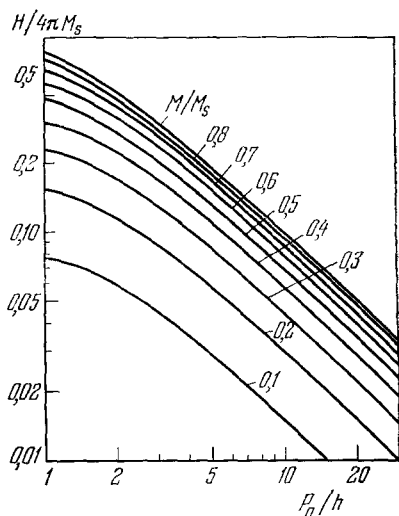


Рис. 16. Зависимость относительной величины магнитного поля  $H/4\pi M_s$ , которое необходимо приложить, чтобы намагнитить образец до определенного значения  $M/M_s$ , от отношения  $P_0/h$  <sup>175</sup>.

<sup>176, 177</sup>. Результаты численного расчета приведены на рис. 16. Определение намагниченности насыщения при известных  $P_0$  и  $h$  сводится к измерению величин полей, соответствующих нескольким фиксированным значениям  $M/M_s$  и усреднению полученных данных.

Намагниченность  $4\pi M_s$  можно также определить методом ФМР <sup>207</sup>. Для объяснения магнитных свойств ферритов-гранатов предложен ряд моделей <sup>208-218</sup>. Намагниченность железистых гранатов с общей формулой  $\{R_3^{3+}\} [Fe_2^{3+}] (Fe_3^{3+}) O_{12}$  можно объяснить путем распространения теории молекулярного поля Нееля для ферримагнетика <sup>219</sup> на три подрешетки <sup>208, 209</sup>. Для суммарного магнитного момента 1 г-моль можно записать:

$$M(T) = M_a(T) - M_d(T) + M_c(T), \quad (10)$$

где  $M_a(T)$ ,  $M_d(T)$  и  $M_c(T)$  — намагниченности октаэдрической, тетраэдрической и додекаэдрической подрешеток соответственно.

Выражение (10) предполагает, что существует антиферромагнитное взаимодействие между магнитными моментами  $Fe^{3+}$  в  $d$ - и  $a$ -узлах, а также между магнитными моментами результирующей железной и редкоземельной подрешеток. Модель трех подрешеток Нееля подтверждена нейтронографическими исследованиями <sup>220-222</sup> и в опытах по применению эффекта Мёсбауэра <sup>223</sup>.

В общем случае

$$M_i(T) = M_i(0) B_{s_i}(z_i), \quad (11)$$

где  $M_i(0)$  — момент  $i$ -й подрешетки при  $T = 0^\circ\text{K}$ ,  $B_{s_i}(z_i)$  — функция Бриллюэна и

$$z_i = \frac{S_i g \mu_B}{kT} \sum_j N_{ij} M_j; \quad (12)$$

здесь  $N_{ij}$  — коэффициенты молекулярного поля, описывающие взаимодействие между  $i$ -й и  $j$ -й подрешетками,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $k$  — постоянная Больцмана,  $g = 2$ ,  $S_a = S_c = 5/2$  для  $\text{Fe}^{3+}$ ,  $S_c = 7/2$  для  $\text{Gd}^{3+}$  и  $\text{218}$ .

При  $T = 0^\circ\text{K}$  намагниченности подрешеток могут быть выражены так:

$$\left. \begin{aligned} M_a(0) &= 2gS_a\mu_B N, \\ M_d(0) &= 3gS_d\mu_B N, \\ M_c(0) &= 3gS_c\mu_B N, \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

где  $N$  — число Авогадро. Значения коэффициентов молекулярного поля для ряда гранатов определены в работах <sup>209, 217–218, 224–228</sup>. Однако эта модель не объясняет свойств гранатов более сложного состава. Геллер <sup>128, 210</sup> предположил, что в замещенном иттрий-железистом гранате железные подрешетки не являются коллинеарными. Статистическая модель, учитывающая этот эффект, развита в работах <sup>211–216</sup>.

Дион <sup>217, 218</sup> с помощью полуэмпирического анализа экспериментальных кривых  $M_s(T)$  для гранатов системы  $\{\text{Y}_2\text{Gd}_{3-z}\}[\text{R}_x\text{Fe}_{2-x}](\text{Q}_y\text{Fe}_{3-y})\text{O}_{12}$ ,

Рис. 17. Температурная зависимость намагниченности насыщения  $4\pi M_s$  гранатов системы  $\text{Y}_3[\text{Fe}_{2-x}\text{Ga}_x](\text{Fe}_{3-y}\text{Ga}_y)\text{O}_{12}$ . Сплошными линиями показаны теоретически рассчитанные кривые <sup>2–9</sup>.

где  $R$  и  $Q$  — диамагнитные ионы ( $\text{Sc}^{3+}$ ,  $\text{In}^{3+}$ ,  $\text{Ga}^{3+}$ , и  $\text{Al}^{3+}$ ), замещающие ионы  $\text{Fe}$  в  $a$ - и  $d$ -местах соответственно ( $0 \leq z \leq 3$ ,  $x \leq 0,70$ ,  $y \leq 1,95$ ), определил зависимость коэффициентов молекулярного поля от величины диамагнитного замещения. Авторы работы <sup>228</sup> распространили результат вычисления <sup>217, 218</sup> на системы гранатов с другими редкоземельными ионами. На рис. 17 показана температурная зависимость намагниченности насыщения для гранатов системы  $\text{Y}_3[\text{Fe}_{2-x}\text{Ga}_x](\text{Fe}_{3-y}\text{Ga}_y)\text{O}_{12}$ , полученная в работе <sup>229</sup>. Сплошными линиями показаны теоретические кривые, рассчитанные для значений коэффициентов молекулярного поля, взятых из работы <sup>217</sup>.

Энергия доменных стенок  $\sigma_w$  является одним из параметров, определяющих размер доменов в данном магнитном материале. Процесс разбиения образца на домены заканчивается тогда, когда выигрыш в магнитостатической энергии за счет образования более мелких доменов станет меньше, чем энергия, необходимая для образования новых доменных границ. Плотность энергии  $\sigma_w$  и ширина  $\Delta_w$  доменной стенки определяются величиной одноосной анизотропии и обменным взаимодействием в данном образце. Простейшей доменной стенкой, реализующейся в пленках ферритов-гранатов, является стенка типа Блоха, в которой поворот спинов при переходе от одного домена к соседнему происходит в плоскости



доменной границы. Для такой доменной стенки

$$\sigma_w = 4 \sqrt{AKu} \quad (14)$$

и

$$\Delta_w = \pi \sqrt{\frac{A}{Ku}}. \quad (15)$$

Практически значение  $\sigma_w$  можно определить из выражения (9) при известных  $l$  и  $4\pi M_s$ . Другие методы вычисления  $\sigma_w$  рассмотрены в работах <sup>230-232</sup>.

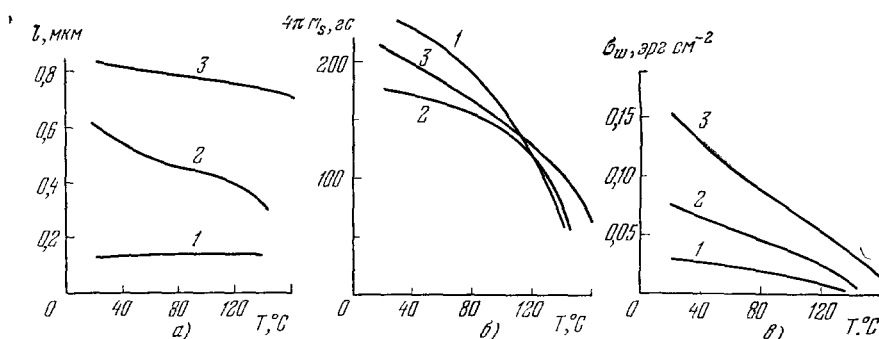


Рис. 18. Температурная зависимость характеристической длины  $l$  (а), намагниченности насыщения  $4\pi M_s$  (б) и энергии доменной стенки  $\sigma_w$  (в) для гранатевых пленок системы  $Y_3(FeGa)_5O_{12}$  (1),  $(YGdYbBi)_3(FeAlGa)_5O_{12}$  (2) и  $(YSmGa)_3(FeGeSi)_5O_{12}$  (3).

Следует заметить, что теория доменных структур <sup>127, 128, 176, 177</sup> разработана для случая сильной анизотропии  $H_K \gg 4\pi M_s$  ( $\Delta_w = 0$ ) и однородной плотности энергии стенки  $\sigma_w$ . Влияние конечной анизотропии обсуждается в работах <sup>175, 233-235</sup>. Структура доменных стенок с учетом действия на нее полей рассеяния поверхностных зарядов рассмотрена в работах <sup>235-239</sup>.

На рис. 18 в качестве примера приведены температурные зависимости характеристической длины  $l$ , намагниченности насыщения  $4\pi M_s$ , энергии доменной стенки  $\sigma_w$  в пленках ферритов-гранатов системы  $Y_3(FeGa)_5O_{12}$ ,  $(YGdYbBi)_3(FeAlGa)_5O_{12}$  и  $(YSmGa)_3(FeGeSi)_5O_{12}$ .

Температура Нееля  $T_N$  принимается равной температуре, при которой исчезает контраст доменной структуры. Более точно  $T_N$  определяется по резкому изменению сигнала с фарадеевского петлескопа <sup>200, 240</sup>.

Коэрцитивная сила  $H_c$  исторически определялась как полуширина полной петли гистерезиса. В гранатовых пленках наиболее удобным является метод измерения  $H_c$ , в котором регистрируются кривые зависимости смещения доменных границ  $S$  от амплитуды переменного квазистатического магнитного поля  $H$ , приложенного вдоль оси легкого намагничивания <sup>116, 206, 241</sup>, поскольку он связан с преимуществами использования селективного усилителя. Значение  $H_c$  находится путем линейной экстраполяции кривых  $S(H)$  до пересечения с осью абсцисс. Типичные

значения  $H_c$  для пленок составов  $Y_{2,6}Sm_{0,4}Ga_{1,2}Fe_{3,8}O_{12}$ ,  $Y_3Ga_{1,2}Fe_{3,8}O_{12}$  и  $Y_3Ga_{1,0}Fe_{4,0}O_{12}$  составляют 0,35 э; 1, 1 э и 1,8 э соответственно (рис. 19).

Рентгеноспектральные исследования показали, что величина  $H_c$  связана с плотностью дефектов в пленке <sup>73</sup>.

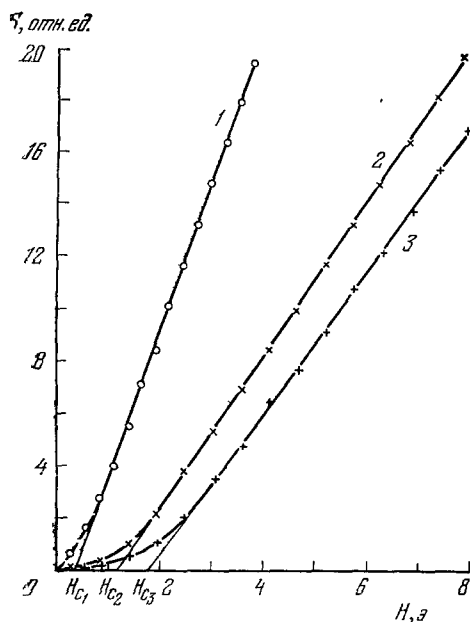


Рис. 19. Зависимость смещения доменных стенок от амплитуды переменного магнитного поля в пленках составов:

1 —  $Y_{2,6}Sm_{0,4}Ga_{1,2}Fe_{3,8}O_{12}$ , 2 —  $Y_3Ga_{1,2}Fe_{3,8}O_{12}$ , 3 —  $Y_3Ga_{1,0}Fe_{4,0}O_{12}$  <sup>241</sup>.

ская анизотропия возникает в процессе роста <sup>48, 243–252</sup> или за счет напряжений вследствие несоответствия параметров решетки пленки и подложки <sup>168, 199, 253–255</sup>. Эта анизотропия может быть описана как

$$E = K_{u1} \sin^2 \theta + K_{u2} \sin^4 \theta + \dots; \quad (17)$$

здесь  $\theta$  — угол между намагниченностью и легкой осью. Полная энергия анизотропии гранатов в общем случае описывается суммой выражений (16) и (17). Практически важна разность энергий, обозначаемая как  $K_u$ , между направлением нормали к плоскости пленки и направлением наименьшей энергии в плоскости, поскольку она определяет стабильность ЦМД. С константой одноосной анизотропии связано поле анизотропии  $H_K$ :

$$H_K = \frac{2K_u}{M_s}. \quad (18)$$

Магнитную анизотропию можно исследовать с помощью крутильного анизометра <sup>84, 256–259</sup>, магнитометра с вращающимся образцом <sup>260–262</sup> и метода ФМР <sup>168, 207, 255, 263–269</sup>. Применяется также ряд магнитооптических методов, основанных на непосредственном наблюдении доменных структур <sup>270–275</sup> или измерении фарадеевского вращения <sup>206, 276–280</sup>. В основе теоретического обоснования этих методов лежит анализ выражения для энергии образца с полосовой доменной структурой, записанного для случая, когда плоскость пленки совпадает с кристаллографической плоскостью (111) и магнитное поле в плоскости приложено вдоль одного из направлений  $\langle 110 \rangle$  или  $\langle 112 \rangle$ .

Магнитная анизотропия: поскольку гранаты являются кубическими кристаллами, то в отсутствие других факторов зависимость энергии от направления намагниченности описывается выражением <sup>242</sup>

$$E = K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \dots; \quad (16)$$

здесь  $\alpha_i$  — направляющие косинусы намагниченности,  $K_1$  и  $K_2$  — константы кристаллографической анизотропии. Пирсон <sup>192, 194</sup> измерил  $K_1$  и, где удалось,  $K_2$  для ряда гранатов. Поскольку обычно  $K_1 < 0$ , то легким направлением намагниченности является  $\langle 111 \rangle$ .

В монокристаллических пленках гранатов наблюдается одноосная анизотропия, значительно превышающая по величине кристаллографическую. Эта некубическая

Авторы работы<sup>270</sup> наблюдали доменную структуру при воздействии постоянного поля  $H_{\perp}$ , приложенного в плоскости пленки. Величина  $H_K$  принималась равной значению  $H_{\perp}^*$ , при котором исчезает контраст доменной структуры. В работах<sup>271, 273</sup> показано, что  $H_{\perp}^*$  всегда меньше  $H_K$ , и получены нелинейные уравнения, связывающие эти величины. Величина  $H_{\perp}^*$  зависит от ориентации поля в плоскости пленки, что обусловлено влиянием кубической анизотропии<sup>272-274</sup> или наклоном оси магнитной анизотропии<sup>63, 274, 275, 281, 282</sup>. Ошибка в определении  $H_K$  этим методом, обусловленная кубической анизотропией, незначительна, если поле в плоскости пленки направлено вдоль оси  $\langle 110 \rangle$  и  $K_1/K_u < 1$ <sup>273</sup>.

Хуберт и др. (см. <sup>274, 275</sup>) разработали методику, позволяющую определить кубическую, одноосную наклонную и орторомбическую компоненты анизотропии путем измерения азимутальной зависимости критических полей однородного зарождения в гранатовых пленках. Зарождение считалось однородным, если после уменьшения до нуля насыщающего поля в плоскости  $H_{\perp}$  и поля смещения  $H_{\parallel}$  остаточная доменная структура состояла из равного числа ЦМД обеих полярностей.

Крумме и др.<sup>276-277</sup> предложили метод для локального измерения  $K_u$  и  $K_1$  в пленках гранатов. В эксперименте регистрировалась зависимость фарадеевского вращения  $\varphi_F$  от величины внешних полей  $H_{\perp}$  и  $H_{\parallel}$ . Направление  $H_{\perp}$  совпадало с осью  $\langle 11\bar{2} \rangle$ , так что намагниченность всегда лежала в плоскости  $\langle 110 \rangle$ . Джозефс<sup>208</sup> измерял продольную восприимчивость  $\chi_{\parallel}$  при  $H_{\parallel} = 0$  в больших полях  $H_{\perp}$ . Если  $H_{\perp}$  — вдоль оси  $\langle 110 \rangle$ , то<sup>278</sup>

$$\chi_{\parallel} = \frac{M_s}{H_{\perp} - H_K^*} \quad (H_{\perp} > H_K^*), \quad (19)$$

где

$$H_K^* = \left( \frac{2K_u + K_1}{M_s} \right) - 4\pi M_s \equiv H_K - 4\pi M_s. \quad (20)$$

Форма кривых  $\chi_{\parallel}(H_{\perp})$  сильно зависит от точности ориентировки плоскости образца относительно направления поля  $H_{\perp}$ .

Шумейт и др.<sup>278, 279</sup> измеряли  $\chi_{\parallel}(H_{\perp})$  в присутствии постоянного поля смещения  $H_{\parallel}$ , достаточного для насыщения образца. Поле  $H_{\perp}$ , при котором восприимчивость  $\chi_{\parallel}$  максимальна, идентифицировалось как  $H_K - 4\pi M_s$ . Положение максимума  $\chi_{\parallel}(H_{\perp})$  в действительности зависит от величины  $H_{\parallel}$ . В работах<sup>278, 279</sup> вычислена кривая коррекции, учитывающая этот эффект. Показана также возможность кристаллографической ориентации образца магнитным методом. В работе<sup>280</sup> описан улучшенный магнитооптический метод для локальных измерений кубической и одноосной анизотропии в пленках гранатов. В эксперименте измерялась поперечная восприимчивость  $\chi_{\perp}$  как функция поля  $H_{\perp}$ , приложенного вдоль оси  $\langle 112 \rangle$ . Измерения проводились при положительных и отрицательных  $H_{\perp}$ . Для улучшения отношения сигнал/шум применялась модуляция поляризации. Доменные стенки и нестабильности конфигурации однородной намагниченности<sup>231</sup> подавались достаточно большим полем смещения  $H_{\parallel}$ . Кривая  $\chi_{\perp}(H_{\perp})$  имеет экстремумы для обоих знаков  $H_{\perp}$ . Асимметрия пиков позволяет определить отношение  $K_1/K_u$ , а их положение — найти значения этих констант. Кроме того, регистрируя зависимость  $\chi_{\perp}(H_{\parallel})$  при  $H_{\perp} > H_K$ , можно независимо определить  $K_1$ .

Фактор качества  $q$  определяется как

$$q = \frac{H_K}{4\pi M_s}. \quad (21)$$

ЦМД в пленках ферритов-гранатов существуют при условии  $q > 1$ , так

как только в этом случае намагниченность доменов направлена перпендикулярно плоскости образца.

Обменная константа  $A$  может быть определена из выражения (14) для энергии блоховской стенки<sup>283-285</sup>. С помощью соотношений (9) и (18) можно выразить константу  $A$  как функцию величин  $l$ ,  $4\pi M_s$  и  $H_K$ . Трудность в вычислении  $A$  таким методом обусловлена тем, что малые ошибки в определении  $l$  и  $4\pi M_s$  приводят к большой погрешности для  $A$ .

В ряде работ обменная константа ферритов-гранатов предполагалась пропорциональной их температуре Нееля<sup>48, 224, 286-288</sup>. В качестве эталонного значения принималась величина  $A$  для иттрий-железистого граната, взятая при  $T = 0^\circ\text{K}$  ( $A_{YIG} = 5,55 \cdot 10^{-7} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2}$ ) или при комнатной температуре ( $A_{YIG} = 4,15 \cdot 10^{-7} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2}$ ). Однако такой подход исключает температурную зависимость обменной константы<sup>283</sup>. Простая теория, объясняющая зависимость от температуры, разработана в работе<sup>284</sup>. Величину  $A$  можно также определить из данных по спиноволновому резонансу<sup>288</sup>.

Ферромагнитный резонанс (ФМР) представляет собой явление резонансного поглощения энергии внешнего электромагнитного поля ферромагнетиком; оно описывается в терминах прецессии полного магнитного момента образца  $\mathbf{M}$  вокруг направления приложенного магнитного поля  $\mathbf{H}$  с помощью уравнений Ландау — Лифшица

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma [\mathbf{M}\mathbf{H}] - \frac{\lambda}{M^2} \gamma [\mathbf{M} [\mathbf{M}\mathbf{H}]] \quad (22)$$

или Гильберта

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma [\mathbf{M}\mathbf{H}] + \frac{\alpha}{M} \left[ \mathbf{M} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right]; \quad (23)$$

здесь  $\alpha = \lambda/\gamma M$  — безразмерный параметр затухания Гильберта,  $\lambda$  — параметр затухания Ландау — Лифшица,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение.

Условие резонанса имеет вид

$$\omega_{\text{рез}} = \gamma H_{\text{эфф}}, \quad (24)$$

где эффективное поле  $H_{\text{эфф}}$  в общем случае зависит от симметрии кристалла, его внутренней структуры, формы образца, величины и направления его намагниченности и ориентации внешнего магнитного поля по отношению к кристаллографическим осям и поверхностям, ограничивающим образец<sup>289, 290</sup>. В простейшем случае перпендикулярного резонанса, когда статическое магнитное поле приложено нормально плоскости пленки, а СВЧ поле приложено в плоскости пленки, эффективное поле  $H_{\text{эфф}}$  является суммой трех членов: внешнего магнитного поля  $H$ , достаточного для насыщения образца, размагничивающего поля —  $4\pi M_s$ , обусловленного магнитными полюсами на поверхности пленки, и поля анизотропии  $H_K$ <sup>168, 207, 291-294</sup>.

ФМР дает возможность определить значения  $4\pi M_s$ ,  $\gamma$  и  $H_K$ , если использовать несколько частот СВЧ поля или ориентаций внешнего магнитного поля<sup>289-291</sup>. Величину  $H_K$  можно также найти, измерив угловую зависимость резонансного поля главного пика<sup>207, 290</sup>. Измеряя ширину  $\Delta H$  резонансной кривой, можно определить параметры затухания  $\alpha$  и  $\lambda$ <sup>59, 290</sup>.

Магнитострикция в материалах с ЦМД является одной из причин появления одноосной анизотропии<sup>49, 168</sup>. Величина магнитострикции

в материалах с кубической симметрией выражается как <sup>242</sup>:

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{3}{2} \lambda_{100} \left( \alpha_1^2 \beta_1^2 + \alpha_2^2 \beta_2^2 + \alpha_3^2 \beta_3^2 - \frac{1}{3} \right) + 3\lambda_{111} (\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2 + \alpha_2 \alpha_3 \beta_2 \beta_3 + \alpha_3 \alpha_1 \beta_3 \beta_1), \quad (25)$$

где  $\Delta l/l$  — относительное изменение размеров в направлении, задаваемом направляющими косинусами  $\beta_i$ ;  $\alpha_i$  — направляющие косинусы вектора намагниченности;  $\lambda_{111}$  и  $\lambda_{100}$  — константы магнитострикции.

Величину  $\lambda_{100}$  и  $\lambda_{111}$  можно определить методом ФМР, измеряя сдвиг резонансного поля, вызванного одноосным сжатием <sup>263, 295–297</sup>.

Динамические свойства ферритов характеризуются подвижностью доменных стенок  $\mu$ , которая определяется как

$$\mu = \frac{v}{H - H_{ст}}, \quad (26)$$

где  $v$  — скорость стенки при воздействии поля  $H$ ;  $H_{ст} \approx H_c$  — поле старта. Однако в пленках ферритов-гранатов пропорциональность скорости стенки действующему полю наблюдается только для малых амплитуд поля. При больших действующих полях зависимость  $v$  от  $H - H_{ст}$ , как правило, отклоняется от линейной и показывает эффект насыщения <sup>29, 298, 299</sup>.

Попытки связать подвижность с другими параметрами материала предприняты в работах <sup>299–301</sup>. Одним из соотношений, которое лучше всего выполняется, является пропорциональность подвижности и ширины доменной стенки  $\Delta_w$  <sup>300</sup>:

$$\mu = \frac{\gamma}{\pi\alpha} \Delta_w. \quad (27)$$

Выражение (27) иллюстрирует важную роль измерения подвижности доменных стенок при исследовании природы процессов затухания в магнитных материалах. Отсутствие в настоящее время фундаментальной теории для вычисления параметров затухания не позволяет предсказывать зависимость  $\mu$  от других параметров материала.

Удобным объектом как теоретического, так и экспериментального исследования динамики доменных границ является плоская доменная стенка. Перемещение  $x$  такой стенки под действием поля  $H$ , приложенного вдоль оси легкого намагничивания, может быть описано уравнением

$$m\ddot{x} + \beta\dot{x} + kx = 2M_s H, \quad (28)$$

где  $m$  — эффективная масса стенки,  $\beta$  — коэффициент вязкого трения,  $k$  — константа квазиупругой возвращающей силы. Это уравнение используется при исследовании движения доменных стенок в переменных или импульсных магнитных полях. Движение доменных границ с учетом их массы изучалось в работах <sup>57, 302–308</sup>, где, в частности, обнаружена зависимость массы доменных стенок от величины постоянного магнитного поля, приложенного в плоскости пленки. Инерционными эффектами при описании движения доменных стенок можно пренебречь в материалах с умеренной подвижностью <sup>309–311</sup>.

Для измерения подвижности  $\mu$  в гранатах разработан ряд методов <sup>309–319</sup>. Авторы работ <sup>311, 312</sup> определяли  $\mu$  путем измерения реальной и мнимой частей восприимчивости в небольших объемных кристаллах гранатов с помощью модифицированной установки ФМР.

Сейтчик и др. <sup>309</sup> регистрировали фотоэлектрическим способом время релаксации доменных стенок полосовой доменной структуры в новом равновесном положении при воздействии на нее ступенчатого перепада

поля смещения. Величина перемещения стенок определялась стробоскопическим методом. Клепарский и др.<sup>310</sup> предложили для определения численных значений перемещения доменных стенок использовать тот факт, что максимальное перемещение в среднем равно половине исходной ширины доменов. Метод<sup>309, 310</sup> использовался для исследования дина-

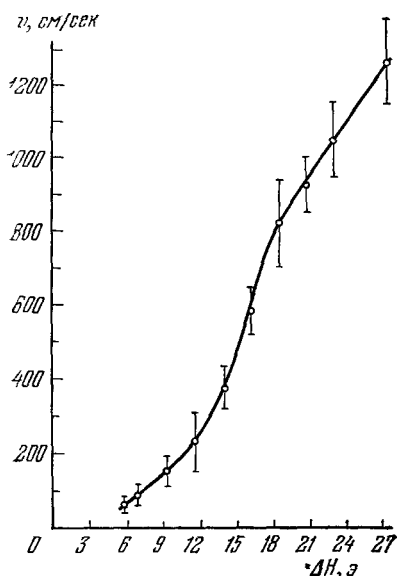


Рис. 20. Зависимость скорости ЦМД от перепада поля смещения по его диаметру в пленке состава  $Y_{2,6}Sm_{0,4}Ga_{1,2}Fe_{3,8}O_{12}$ .

Вертикальными линиями показан разброс экспериментальных данных из серии в 10 повторных измерений.

Велла-Колейро и Табор<sup>317</sup> предложили метод измерения подвижности  $\mu$ , который основан на перемещении изолированного ЦМД под действием импульсного градиентного поля, создаваемого парой прямолинейных проводников. Скорость ЦМД принималась равной отношению расстояния  $S$ , пройденного ЦМД под действием импульса градиентного поля длительностью  $\tau_n$ , к длительности этого импульса. Метод трансляции ЦМД<sup>317</sup> использовался при исследовании динамического поведения ЦМД в работах<sup>29, 50, 73, 84, 90, 321, 335–348</sup>. На рис. 20 приведена зависимость скорости ЦМД диаметром 12 мкм от действующего поля в пленке состава  $Y_{2,6}Sm_{0,4}Ga_{1,2}Fe_{3,8}O_{12}$ .

Применение метода высокоскоростной лазерной фотографии<sup>349</sup> для непосредственного наблюдения положения ЦМД в процессе его движения показало, что ЦМД может двигаться «по инерции» после окончания импульса градиентного поля<sup>350–352</sup>. В частности, в работе<sup>350</sup> ЦМД за время  $\tau_n = 0,5$  мксек перемещался на 3,7–4,5 мкм, в то время как полное перемещение равнялось 6,4–13,2 мкм. Обнаружено также, что форма ЦМД меняется в процессе его движения<sup>350–354</sup>.

Циммер и др.<sup>318</sup> использовали высокоскоростную фотографию для определения радиальной скорости доменных стенок, которые перемещаются под действием импульсного однородного поля.

На физическом факультете МГУ разработана магнитооптическая установка для изучения динамического поведения доменных структур,

ческих свойств доменных стенок в гранатовых пленках в работах<sup>73, 304–308, 320–323</sup>.

В ряде работ<sup>313–315, 324–326</sup> для определения  $\mu$  изучалось движение доменных стенок в переменном магнитном поле.

Бобек и др.<sup>316</sup> предложили метод коллапса ЦМД для определения подвижности, в котором измеряемыми величинами являлись амплитуда  $H_n$  и длительность  $\tau_n$  импульса поля, который необходимо приложить для коллапса ЦМД, находящегося в поле смещения  $H_{cm}$ . Подвижность  $\mu$  определялась с помощью графика зависимости  $\tau_n^{-1}$  от  $H_n$ . Радиус динамического коллапса ЦМД, величину которого необходимо знать для вычисления перемещения доменной стенки, полагался вдвое меньшим радиуса статического коллапса ЦМД. Детальный анализ этого метода, включающий некоторые аппроксимации, представлен авторами<sup>205, 327</sup>.

Простота метода коллапса ЦМД обусловила его широкое применение<sup>17, 84, 298, 318, 320, 328–333</sup>. Некоторые недостатки этого метода обсуждаются в работе<sup>334</sup>.

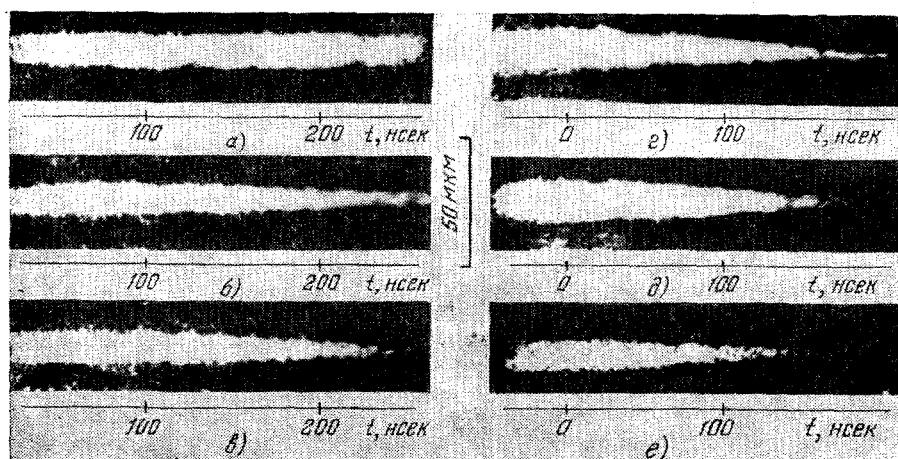


Рис. 21. Временные развертки изображения ЦМД при воздействии импульсов поля различной амплитуды.

$H_H$  (а) = 0 (а), 100 (б), 400 (в), 600 (г), 800 (д) и 1000 э (е) в пленке состава  $(Y_{0.5}Gd_{0.5}YbBi)_3(FeAlGa)_5O_{12}$  ( $h = 20$  мкм,  $4\pi M_s = 175$  эс,  $H_0 = 120$  э). Поле смещения равно  $100$  э<sup>319</sup>.

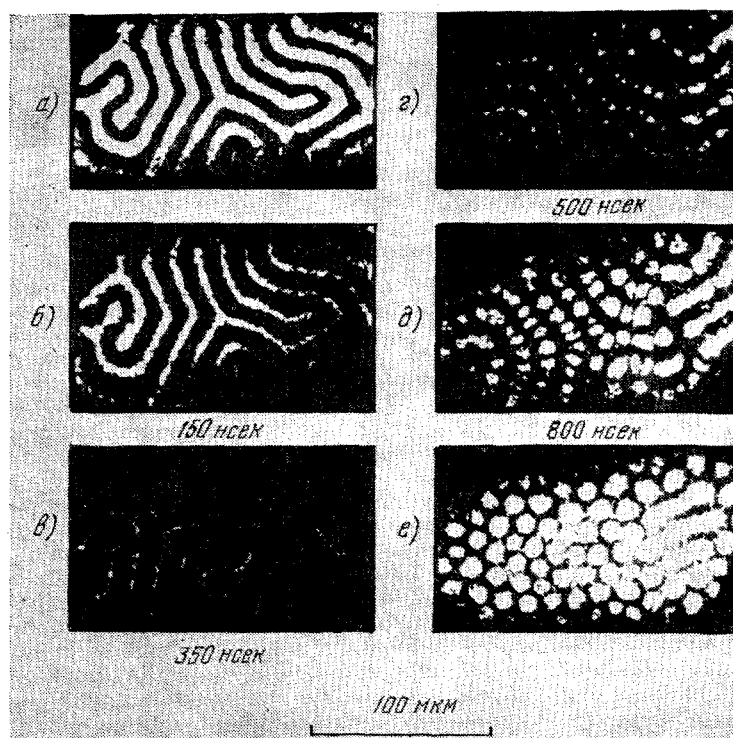


Рис. 22. Исходная (а), динамические (б — д) и результирующая (е) доменные структуры при воздействии импульса поля с амплитудой  $H_H \approx 500$  э и длительностью  $\tau_H \approx 400$  нс в пленке состава  $(Y_{0.5}Gd_{0.5}YbBi)_3(FeAl)_5O_{12}$  ( $h = 15$  мкм,  $4\pi M_s = 190$  эс,  $H_0 = 141$  э).

Цифры указывают момент регистрации динамических доменов относительно момента приложения импульса<sup>319</sup>.

использующая для усиления яркости изображения электронно-оптический преобразователь<sup>355, 356</sup> и позволяющая регистрировать высокоскоростные фотографии динамических доменов и временные развертки (хронограммы) изображения ЦМД<sup>319</sup>. Регистрация хронограмм ЦМД позволяет при воздействии единственного импульса поля определять временную зависимость диаметра ЦМД и тем самым радиальную скорость его доменных стенок, тогда как метод высокоскоростной фотографии — только диаметр ЦМД в некоторый момент времени. На рис. 21 показаны фотографии

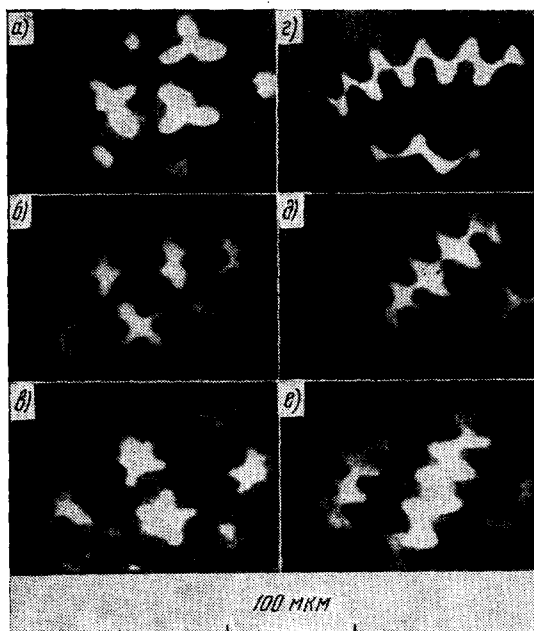


Рис. 23. Динамические конфигурации в пленке системы  $(\text{YGdYbBi})_3(\text{FeAlGa})_5\text{O}_{12}$ , возникающие в момент времени  $t$  после воздействия на ЦМД (а — е), и полосовые домены (з — е) импульса поля с амплитудой  $H_H$  и длительностью  $\tau_H = 2$  мксек.

а)  $H_H = 43$  э,  $t = 1,8$  мксек; б) 63 э, 2,0 мксек; в) 75 э, 2,2 мксек; г) 65 э, 1,6 мксек; д) 122 э, 2,2 мксек; е) 132 э, 1,6 мксек.

формирования решетки ЦМД в пленке состава  $(\text{YGdYbBi})_3(\text{FeAl})_5\text{O}_{12}$ <sup>319</sup>.

При достаточно быстром расширении или сжатии полосовых и цилиндрических магнитных доменов в гранатовых пленках образуются своеобразные динамические конфигурации, которые не наблюдаются в статике<sup>319, 358–362</sup>. На рис. 23 в качестве примера приведены фотографии таких конфигураций, наблюдавшихся в пленке состава  $(\text{YGdYbBi})_3(\text{FeAlGa})_5\text{O}_{12}$  при радиальном расширении полосовых доменов и ЦМД под действием импульса однородного магнитного поля.

Метод высокоскоростной фотографии использовался авторами работ<sup>363, 364</sup> для исследования процесса топологического переключения решеток ЦМД<sup>315, 325</sup> и в<sup>365, 366</sup> — для изучения движения ЦМД в неоднородном поле.

Теоретическому описанию движения доменных стенок посвящены работы<sup>300–302, 328, 367–392</sup>. Теория подвижности прямых и цилиндрических доменных стенок первоначально была развита на основе решения урав-

хронограмм изображения ЦМД в пленке состава  $(\text{YGdYbBi})_3(\text{FeAlGa})_5\text{O}_{12}$  при воздействии импульсов магнитного поля различной амплитуды, которые прикладывались в момент времени  $t = 0$ <sup>319</sup>.

Исследование процесса импульсного намагничивания пленок ферритов-гранатов показало, что этот процесс начинается движением доменных стенок, причем в стенках чередуются участки, перемещающиеся с разной скоростью<sup>319</sup>. Различие скоростей движения «медленных» и «быстрых» участков приводит к образованию разрывов «невыгодно» намагниченных доменов. Если действие перемещающего импульса прекратится прежде, чем произойдет полное перемещение областей, образовавшихся после разрыва доменов, то их размеры начнут расти, в результате чего образуется решетка ЦМД. На рис. 22 показаны фотографии, иллюстрирующие процесс



нения Ландау — Лифшица — Гильберта (ЛЛГ) (22) и (23)<sup>300, 367</sup>. Для изолированной доменной стенки, движущейся в бесконечной среде, в предположении постоянной толщины стенки была получена линейная зависимость скорости стенки от амплитуды поля<sup>205, 334, 368</sup>.

Уокер<sup>369</sup> показал, что для блоховской стенки в массивных материалах существует точное решение уравнения ЛЛГ, если действующее поле не превышает критического значения  $H_w = 2\lambda M_s$ . В слабых полях  $H < H_w$  скорость стенки пропорциональна действующему полю и подвижность  $\mu$  определяется выражением (27). Однако с увеличением скорости стенка сжимается и в высоких полях происходит насыщение скорости. В полях выше  $H_w$  движение стенки носит осцилляционный характер. Численное решение для блоховской стенки проведено в работах<sup>370–375</sup>. Однако в пленках материалов с ЦМД взаимодействие доменной стенки с полями рассеяния, которые с необходимостью возникают из-за соседства доменов, намагниченность которых направлена нормально к плоскости образца, приводит к усложнению структуры доменной стенки. Поскольку поля рассеяния изменяются с расстоянием от поверхности, конфигурация стенки зависит по крайней мере от двух параметров (рис. 24).

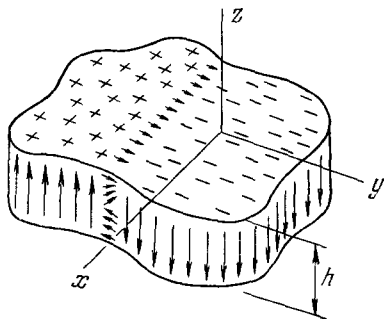


Рис. 24. Модель структуры доменной стенки в пленках материалов с ЦМД<sup>382</sup>.

Точное решение уравнения ЛЛГ для такой стенки затруднительно. Разумная аппроксимация, позволяющая упростить выражения, приведена Слончевским<sup>376–380</sup> для случая  $q \gg 1$  и не очень тонкой пленки. Эти требования более или менее выполняются для материалов с ЦМД. В теории Слончевского задача сводится к обычному, хотя и очень нелинейному дифференциальному уравнению с граничными условиями и некоторым углом  $\chi$  в качестве аргумента. Вычисления для другого экстремального случая тонких пленок проведены в работах<sup>238, 381</sup>.

Аргумент  $\chi$  описывает локальный характер доменной структуры:  $\chi = 0$  означает стенку Блоха,  $\chi = 90^\circ$  — неелевскую стенку. Предполагается, что стенка Блоха наблюдается по крайней мере в центре пленки, в то время как поля рассеяния приводят к неелевской ориентации вблизи поверхности пленки. Переход между двумя ориентациями может происходить простым поворотом (случай «легкой» стенки); намагниченность в центре стенки может испытывать один или более дополнительных поворотов при переходе от одной поверхности пленки к другой («тяжелая» стенка)<sup>237</sup>. Такие дополнительные переходы локализуются в так называемых горизонтальных линиях Блоха (ГБЛ).

В настоящее время общепринято, что динамическое преобразование «легкой» стенки в «тяжелую» ответственно за сравнительно низкие максимальные скорости, которые могут быть получены в пленках ферритов-гранатов.

Используя полученное приближенное дифференциальное уравнение, Слончевский<sup>377–379</sup> показал, что поля рассеяния от поверхностных полюсов дестабилизируют структуру стенки при критических значениях скорости  $v_p$ , меньшей предельной скорости Уокера  $v_w$ , и действующего поля  $H_p$ . Далее в теории было показано, что для прямой стенки в полях  $H > H_p$  имеет место генерация, движение и аннигиляция ГБЛ, в результате чего скорость стенки асимптотически уменьшается к пределу  $v_0 \approx 0,3 v_p$ .

Дальнейшему развитию теории посвящены работы<sup>380-382</sup>, где предполагается, что «тяжелая» доменная стенка наряду с движущимися ГБЛ содержит стационарные вертикальные линии Блоха, параллельные цилиндрической оси ЦМД. Модель качественно объясняет динамическое преобразование доменных стенок. Важная роль при этом отводится взаимодействию движущейся доменной стенки с различными неоднородностями в образце. Полученные результаты были адаптированы к цилиндрической стенке. Показано, что ВБЛ стремятся образовать кластер на одной стороне ЦМД и при изменении поля смещения центры ЦМД и кластера перемещаются по спиральной траектории.

В работах<sup>383, 384</sup> путем численного решения дифференциального уравнения Слончевского для статической и стационарно движущейся доменных стенок получены профили, эффективные массы, энергии и критические скорости для «легкой» и «тяжелой» (с ГБЛ) доменных стенок. Один из выводов, полученный из рассмотрения характера неустойчивостей при критических скоростях, состоит в невозможности динамического группирования ГБЛ для интервала толщин пленок, предпочтительного для устройства на ЦМД.

Трудность сравнения теоретических результатов с экспериментальными данными состоит в том, что для материалов, представляющих практический интерес, критическое поле  $H_p$  сравнимо с коэрцитивной силой. Малоземов<sup>336</sup> для повышения критического поля  $H_p$  ввел в состав гранат

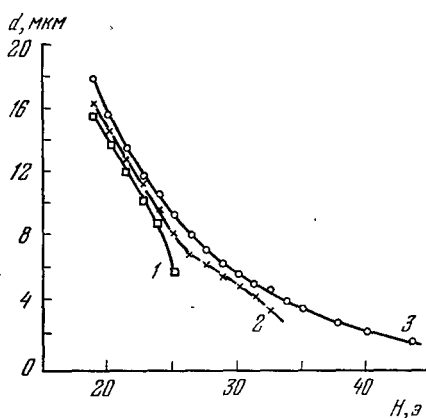


Рис. 25. Зависимость диаметра ЦМД от поля смещения для трех доменов в пленке  $\text{Y}_{2,6}\text{Sm}_{0,4}\text{Ga}_{1,2}\text{Fe}_{3,8}\text{O}_{12}$ .

вплоть до  $\pm 90^\circ$  с направлением градиента действующего поля; их подвижность значительно ниже, чем у «нормальных» ЦМД. На рис. 25 показана зависимость диаметра ЦМД от поля смещения; кривая 1 получена для «нормального» ЦМД, остальные — для доменов различной «жесткости». Измерения проводились во всем диапазоне стабильности ЦМД. На рис. 26 представлены результаты исследования зависимости скорости (полной, нормальной и параллельной направлению градиента составляющих и их отношение) от перепада поля смещения по диаметру «жесткого» ЦМД в пленке состава  $\text{Y}_{2,6}\text{Sm}_{0,4}\text{Ga}_{1,2}\text{Fe}_{3,8}\text{O}_{12}$ .

Магнитооптические характеристики «нормальных» и «жестких» ЦМД не отличаются, поэтому естественно предположить различие между ними в структуре доменных стенок. Модель доменной стенки «жесткого» ЦМД предложена в работах<sup>397-399</sup> и основана на предположении, что стенка

содержит небольшое количество тербия, обладающего наибольшим затуханием среди всех редкоземельных ионов в гранате, и получил хорошее согласие экспериментальных данных с результатами теории Слончевского. Другие исследования<sup>57, 304, 308, 318, 393-399</sup>, проведенные на материалах с умеренным и слабым затуханием ( $\alpha < 0,05$ ), показали менее удовлетворительное согласие с теоретическими результатами.

«Жесткие» ЦМД впервые исследовались авторами работы<sup>397</sup>. Наиболее отличительные особенности поведения «жестких» ЦМД следующие: наличие более широкого диапазона стабильности относительно изменения поля смещения и диаметра ЦМД; направление движения таких ЦМД составляет угол

состоит из противоположно намагниченных блоховских сегментов, разделенных неелевскими сегментами (так называемыми вертикальными блоховскими линиями (ВБЛ)). Сила отталкивания между ВБЛ увеличивает диаметр ЦМД <sup>349, 400-403</sup> и стабилизирует гантелевидные домены <sup>349, 404</sup>. Движение ВБЛ уменьшает подвижность доменной стенки <sup>320, 349, 403-405</sup>.

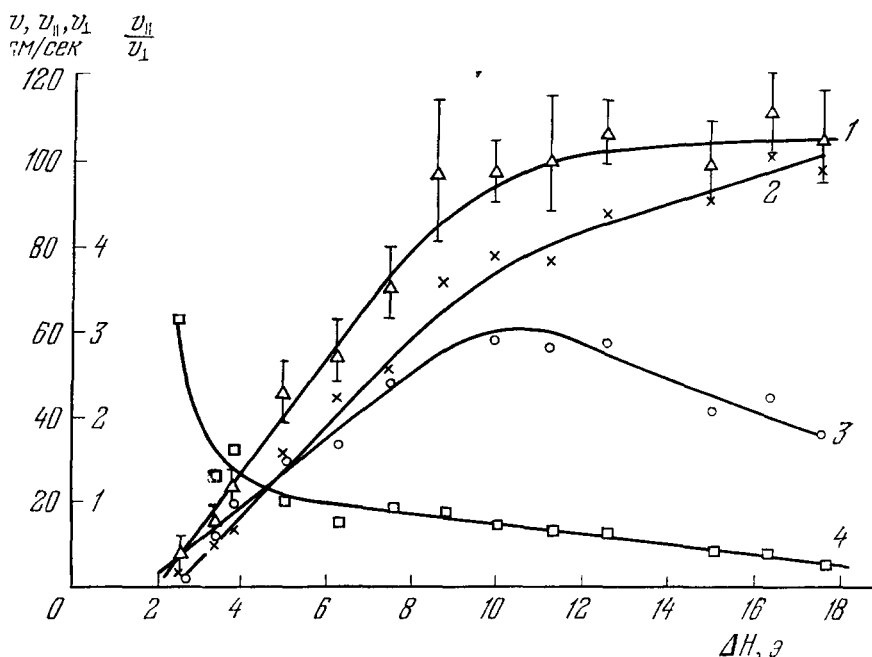


Рис. 26. Зависимость скорости «жесткого» ЦМД диаметром  $d = 8$  мкм от перепада поля смещени по его диаметру.

1 — полная скорость (вертикальные линии показывают разброс экспериментальных данных из серии повторных измерений), 2 — нормальная к направлению градиента составляющая  $v_{\perp}$ , 3 — параллельная к направлению градиента составляющая  $v_{||}$ , 4 —  $v_{||}/v_{\perp}$ .

Гиротропные силы ВБЛ отклоняют при движении ЦМД от направления градиента приложенного поля <sup>336, 349, 391, 401-405</sup>. Угол  $\rho$ , под которым смещается ЦМД относительно градиента, определяется выражением <sup>349</sup>

$$\sin \rho = \frac{2v}{\gamma r^2 \Delta H} n_r, \quad (29)$$

где  $n_r$  — число поворотов на угол  $2\pi$ , которые совершает вектор намагниченности при обходе по периметру стенки в определенном направлении,  $r$  и  $v$  — радиус и скорость ЦМД,  $\nabla H$  — градиент поля. Число ВБЛ равно

$$n = 2 (n_r - 1). \quad (30)$$

Необходимость теоретического объяснения наблюдающегося в эксперименте явления динамического преобразования ЦМД <sup>321, 326, 339, 345-354, 366, 406-410</sup> заставило предположить существование в структуре доменной стенки, кроме вертикальных, также горизонтальных блоховских линий <sup>328, 377-380</sup>; зарождение, движение и аннигиляция ВБЛ и ГБЛ являются причиной изменения характера динамического поведения ЦМД.

Изучение структуры доменных стенок доступно лишь лоренцевой микроскопии, к сожалению, неприменимой к гранатовым пленкам из-за

относительно большой толщины пленки с подложкой. В тонких пленках кобальта в действительности были обнаружены ВБЛ<sup>408</sup>. Весомым аргументом в пользу существования ВБЛ в структуре стенок ЦМД являются обнаруженные порошковым методом различные типы связанных с ЦМД плоских доменов в напыленном на гранатовую пленку пермаллоевом слое<sup>340-342</sup>.

Использование «жестких» ЦМД в устройствах доменной памяти и логики практически исключено. Для подавления «жестких» ЦМД было разработано несколько методов<sup>409-414</sup>, основная идея которых состоит в создании такой структуры доменной стенки, чтобы существование или образование ВБЛ в ней было невыгодным. Этого можно добиться с помощью дополнительного магнитного слоя, который создается в двухслойных гранатовых пленках<sup>409-411</sup>, образуется за счет ионной имплантации<sup>346, 412, 415-418</sup> или покрытия пленки пермаллоевым слоем<sup>340-342, 413, 414</sup>. Подавление «жестких» ЦМД происходило также в гранатовых пленках после их отжига в инертной атмосфере<sup>418</sup> и в пленках, легкая ось которых не перпендикулярна их плоскости<sup>419</sup>.

#### 6. ВОСПРОИЗВОДИМОСТЬ И ТЕМПЕРАТУРНАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ ОСНОВНЫХ МАГНИТНЫХ ПАРАМЕТРОВ ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНОК

Для устройств обработки и хранения информации в настоящее время требуются монокристаллические пленки ферритов-гранатов с ЦМД, имеющие следующие параметры<sup>46, 167</sup> — табл. II.

Таблица II

Диаметр ЦМД $d$	6 мм
Толщина $h$	6 мм, однородность $\pm 1\%$
Плотность дефектов	$< 5 \text{ см}^{-2}$
Поле коллапса $H_0$	100 э, воспроизводимость $\pm 1\%$
Коэрцитивная сила $H_c$	0,3 э
Фактор качества $q$	$> 1,5$
Подвижность $\mu$	$200 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{э}^{-1}$
Форма и размер ЦМД	Не должны зависеть от температуры

Удовлетворение первых трех требований определяется в основном выбором состава пленки, качеством обработки подложки, методом и условиями роста.

Поле коллапса  $H_0$  и намагниченность насыщения  $4\pi M_s$ , а также параметр решетки пленки можно изменять путем введения в состав граната ионов  $\text{Ga}^{3+}$ ,  $\text{Al}^{3+}$  или комбинации ионов  $\text{Ca}^{2+}$ ,  $\text{Ge}^{4+}$  или  $\text{Si}^{4+}$ . Величину  $H_0$  можно регулировать путем отжига<sup>420, 421</sup>, химической полировки<sup>422, 423</sup> или повторного перегрева расплава<sup>65</sup>.

Стремление одновременно удовлетворить оставшиеся требования сталкивается с определенными трудностями<sup>46, 299, 424</sup>. Как следует из выражений (15) и (27), подвижность  $\mu$  можно увеличить за счет увеличения  $A$  и  $\gamma$  и уменьшения  $\alpha$  и  $K_u$ . Уменьшить  $K_u$  допустимо в определенных пределах, поскольку одновременно уменьшается величина  $q$  и ухудшается стабильность ЦМД. Увеличение  $\mu$  за счет  $A$  возможно лишь в небольших пределах, поскольку обменная константа слабо зависит от состава граната. Полученные пленки ферритов-гранатов с малым значением  $\alpha$  действительно имели большую подвижность<sup>46, 47</sup>, однако в них вступал в действие другой механизм ограничения скорости доменных стенок, обусловленный динамическим преобразованием их структуры.

Оказалось, что подвижность доменных стенок и максимальную возможную скорость в гранатовых пленках удастся повысить, если использовать феррит-гранат с большим эффективным значением  $g$ -фактора<sup>338</sup>. В гранатах величина  $g$  определяется как<sup>425,426</sup>

$$g = (M_R + M_{Fe}) \left( \frac{M_R}{g_R} + \frac{M_{Fe}}{g_{Fe}} \right)^{-1}, \quad (34)$$

де  $M_R$  и  $M_{Fe}$  — намагниченность редкоземельной и суммарной железной подрешеток;  $g_R$  и  $g_{Fe}$  — величины  $g$ -фактора редкоземельного иона и иона железа. Если в состав граната включить Eu, у которого  $J = 0$  в основном состоянии и, следовательно,  $g \gg 2$ , и путем замещения  $Fe^{3+}$  диамагнитными ионами добиться, чтобы  $M_{Fe} \rightarrow 0$ , то можно получить значение  $g > 30$ <sup>426</sup>. Намагниченность насыщения в случае  $M_{Fe} \rightarrow 0$  будет отлична от нуля, поскольку Eu обладает собственным магнитным моментом.

В настоящее время получен ряд составов гранатовых пленок, которые могут быть использованы в устройствах памяти и логики на ЦМД<sup>28, 29, 46–48, 50, 66, 67, 83, 121, 323, 335, 338</sup>. Результаты исследования этих составов позволяют сделать следующие выводы.

Ионы, имеющие орбитальный момент, при вхождении в состав феррита-граната уменьшают подвижность доменных стенок<sup>427</sup>. Редкоземельные ионы по эффективности уменьшения подвижности располагаются в последовательности  $Tb^{3+} > Ho^{3+} > Dy^{3+} > Sm^{3+} > Er^{3+} > Yb^{3+} \approx Eu^{3+} > Tm^{3+}$ , и их влияние в первом приближении пропорционально концентрации этих ионов.

Гранаты, содержащие сферически симметричные ионы, такие, как Y и Gd, обладают большой подвижностью, но низкой анизотропией. Высокая магнитострикция и анизотропия, наведенная в процессе роста, наблюдаются в гранатах, содержащих большие редкоземельные ионы с угловым моментом<sup>428</sup>.

При выращивании методом жидкофазной эпитаксии магнитные характеристики и состав пленок зависят от условий роста, в частности от величины переохлаждения<sup>40, 45, 60, 188</sup>. В качестве примера на рис. 27 показана зависимость коэффициента распределения галлия  $K_{Ga}$ , определяющего относительную величину его вхождения в кристалл, от переохлаждения, полученная при выращивании пленок системы  $Y_3(FeGa)_5O_{12}$  из расплава  $PbO - B_2O_3$ . Значения коэффициентов распределения приведены для Ga в<sup>28, 54</sup>, для Al в<sup>28</sup>, для Ge и Si в<sup>39</sup>. При расчете составов шихты, указанных в табл. I, величина  $K_{Ga}$  принималась равной 2,5.

Выращивание серии пленок при одинаковых температуре и времени роста показало систематическое изменение их физических свойств в зависимости от порядкового номера выращенного образца<sup>45</sup>, что обусловлено изменением состава расплава и, следовательно, температуры насыщения. Поэтому для получения пленок с одинаковыми свойствами необходимо снижать температуру расплава по определенной программе. Результаты исследования воспроизводимости свойств для 25 пленок состава  $Y_{2,6}Sm_{0,4}Ga_{1,2}Fe_{3,8}O_{12}$ , выращенных последовательно при одинаковых условиях (переохлаждение  $\Delta T = 20^\circ C$ , скорость вращения  $\omega = 100 \text{ об/мин}$ , время роста  $t_{\text{рост}} = 10 \text{ мин}$ ) из тигля, содержащего 150 г расплава, приведены на рис. 28.

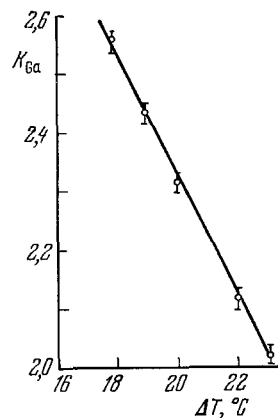


Рис. 27. Зависимость коэффициента распределения галлия от переохлаждения ( $\omega = 100 \text{ об/мин}$ ).

Температурная стабильность поля коллапса  $H_0$  и диаметра ЦМД  $d$  определяется, как показано в 429–437, ходом температурной зависимости намагниченности насыщения  $4\pi M_s$  и энергии доменных стенок  $\sigma_w$ .

Исследования влияния температуры на параметры материалов с ЦМД проводились в работах 29, 46, 50, 66, 67, 86, 240, 278, 283, 288, 312, 322, 432–437. Магнитные свойства ряда составов гранатовых пленок, исследовавшихся в работе 240, приведены для трех значений температуры в табл. III. Температурные коэффициенты характеристической длины  $l_T$ , поля коллапса  $H_{0T}$ , намагниченности насыщения  $M_{sT}$  и энергии доменной стенки  $\sigma_{wT}$  вычислялись по формулам, аналогичным приведенным в работе 395.

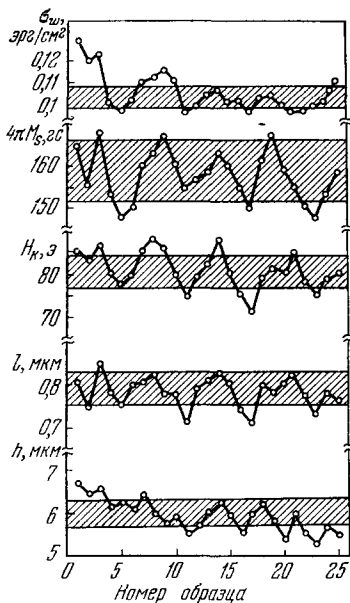


Рис. 28. Воспроизводимость свойств пленок состава  $Y_{2,6}Sm_{0,4}Ga_{1,2}Fe_{3,8}O_{12}$ , (выращенных при  $\Delta T = 20^\circ C$ ,  $\omega = 100$  об/мин,  $t_{\text{рост}} = 10$  мин. Заштрихованная область соответствует  $\pm 5\%$ -ному отклонению свойств от номинала.

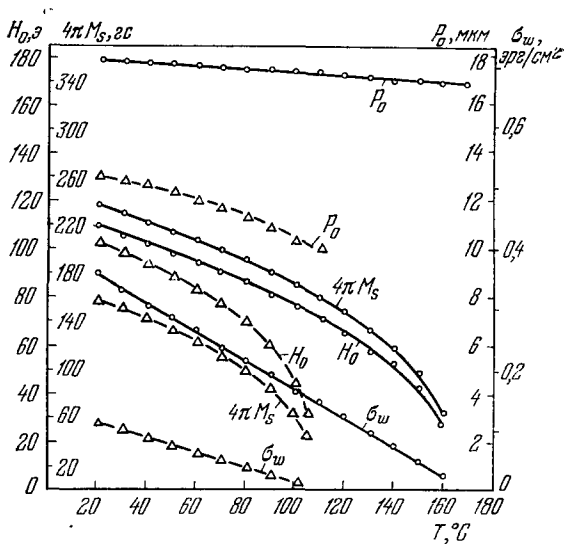


Рис. 29. Температурная зависимость равновесного периода полосовых доменов  $P_0$ , поля коллапса  $H_0$ , намагниченности насыщения  $4\pi M_s$  и энергии доменных стенок  $\sigma_w$  для пленок составов (по расплаву)  $Y_{1,7}Sm_{0,3}Ga_{1,0}Fe_{4,0}Ge_{0,75}Si_{0,25}O_{12}$  (сплошные линии) и  $Y_{2,6}Sm_{0,4}Ga_{1,1}Fe_{3,9}O_{12}$  (штриховые линии) 240.

Введение в состав монокристаллических пленок ферритов-гранатов ионов  $Ge^{4+}$  и  $Si^{4+}$  более предпочтительно по сравнению с ионами  $Ga^{3+}$  и  $Al^{3+}$ , поскольку  $Ge^{4+}$  и  $Si^{4+}$  занимают исключительно тетраэдрические места в структуре граната. Ионы  $Ga^{3+}$  и  $Al^{3+}$  замещают  $Fe^{3+}$  не только в тетраэдрических, но и в октаэдрических узлах, что обуславливает снижение температуры Нееля на  $60\text{--}70^\circ C$  по сравнению с  $Ge$ - и  $Si$ -содержащими гранатами при одинаковом значении  $4\pi M_s$  6, 46, 183, 325, 335 434–436. Для обеспечения электронейтральности в додекаэдрические места вводят, как правило, ионы  $Ga^{2+}$ . На рис. 29 приведены типичные температурные зависимости равновесного периода полосовых доменов  $P_0(T)$ , поля коллапса  $H_0(T)$ , намагниченности насыщения  $4\pi M_s(T)$  и энергии доменной стенки  $\sigma_w(T)$  для пленок составов (по расплаву)  $Y_{1,7}Sm_{0,3}Ga_{1,0}Fe_{4,0}Ge_{0,75}Si_{0,25}O_{12}$  (сплошные линии) и  $Y_{2,6}Sm_{0,4}Ga_{1,1}Fe_{3,9}O_{12}$  (штриховые линии) 240.

Таблица III

Температурные характеристики магнитных свойств пленок редкоземельных гранатов 240

	$h$ , мкм	$T_N$ , °C	$T$ , °C	$l$ , мкм	$H_c$ , э	$4\pi M_s$ , эс	$\sigma_w$ , эрг/см <sup>2</sup>	$l_T$ , °/°C	$H_{0T}$ , °/°C	$M_T$ , °/°C	$\sigma_T$ , °/°C	$\frac{\Delta\sigma_w}{\sigma_w} / \frac{\Delta M_s}{M_s}$
$Y_{2,6}Sm_{0,4}Ga_{1,0}Fe_{4,0}O_{12}$	8,0	139	20	0,21	145	190	0,06	-0,12	-0,36	-0,33	-0,68	2,1
			50	0,22	129	166	0,05	-0,07	-0,42	-0,44	-0,92	2,1
			100	0,22	90	118	0,02	0,00	-1,05	-1,28	-2,50	2,0
$Y_{2,6}Sm_{0,4}Ga_{1,1}Fe_{3,9}O_{12}$	10,0	131	20	0,28	126	175	0,07	-0,04	-0,36	-0,43	-0,84	2,0
			50	0,27	111	152	0,05	-0,06	-0,52	-0,60	-1,20	2,0
			100	0,25	74	101	0,02	-0,28	-1,33	-1,48	-2,80	1,9
$Y_{2,6}Sm_{0,4}Ga_{1,2}Fe_{3,8}O_{12}$	10,0	115	20	0,59	100	160	0,12	-0,16	-0,28	-0,41	-0,80	2,0
			50	0,56	90	140	0,09	-0,19	-0,49	-0,60	-1,11	1,8
			100	0,45	50	77	0,02	-0,84	-2,6	-2,7	-4,5	1,7
$Y_{2,8}Sm_{0,2}Ga_{1,0}Fe_{4,0}O_{12}$	7,0	140	20	0,22	163	228	0,09	0,00	-0,46	-0,43	-0,88	2,0
			50	0,22	140	196	0,07	0,00	-0,52	-0,51	-1,04	2,0
			100	0,21	102	141	0,03	-0,09	-1,05	-1,15	-2,24	1,9
$Y_3Ga_{1,0}Fe_{4,0}O_{12}$	13,0	—	20	0,105	378	450	0,17	-0,15	-0,32	-0,32	-0,69	2,2
			50	0,108	341	400	0,14	-0,07	-0,42	-0,41	-0,83	2,0
			100	0,111	262	312	0,09	0,00	-0,63	-0,65	-1,25	1,9
$Y_3Ga_{1,2}Fe_{3,8}O_{12}$	6,0	148	20	0,12	184	241	0,06	-0,26	-0,28	-0,24	-0,55	2,3
			50	0,13	166	221	0,05	-0,18	-0,35	-0,37	-0,77	2,1
			100	0,14	120	160	0,03	0,00	-1,03	-1,02	-1,96	1,9
$Er_{2,0}Eu_{1,0}Ga_{0,7}Fe_{4,3}O_{12}$	6,0	—	20	0,28	166	248	0,14	-0,20	-0,26	-0,25	-0,47	1,9
			50	0,27	159	236	0,12	-0,21	-0,35	-0,33	-0,63	1,9
			100	0,26	140	213	0,08	-0,23	-0,60	-0,53	-0,95	1,8

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Лучшим методом получения высококачественных пленок ферритов-гранатов с воспроизводимыми параметрами является жидкофазная эпитаксия из раствора в расплаве. Процесс эпитаксиального роста полнее описывает модель, учитывающая объемную диффузию и объединение ростовых частиц в монокристалл на поверхности пленки. Контроль качества эпитаксиальных пленок и исследование их магнитных свойств наиболее просто позволяют проводить оптические и магнитооптические методы. Существующие теории достаточно хорошо описывают статические и температурные свойства гранатовых пленок, тогда как их динамические свойства — только качественно. Дальнейший прогресс в развитии доменных устройств на ЦМД связывают с синтезом новых составов гранатов с более высокими скоростями движения доменных стенок и более широким диапазоном температурной стабильности основных магнитных параметров.

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Вобеск, Bell Syst. Tech. J. 46, 1901 (1967).
2. Г. А. Смоленский, М. А. Боярченко, Ф. В. Лисовский, В. К. Раев, Микроэлектроника 1, 26 (1972).
3. Магнитные доменные логические и запоминающие устройства, под ред. М. А. Боярченко, М., «Энергия», 1974.
4. Г. А. Смоленский, В. В. Леманов, Ферриты и их техническое применение, Л., «Наука», 1975.
5. М. А. Боярченко, А. Г. Черкашина, Магнитные элементы автоматики и вычислительной техники, М., «Высшая школа», 1976.
6. Ю. М. Яковлев, Т. С. Генделев, Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике, М., «Сов. радио», 1975.
7. К. П. Белов, М. А. Белянчикова, Р. З. Левитин, С. А. Никитин, Редкоземельные ферромагнетики и антиферромагнетики, М., «Наука», 1965.
8. К. П. Белов, в кн. Ферримagnetизм, М., Изд-во МГУ, 1975, с. 6.
9. А. Р. Гижинский, М. Е. Фабриков, Изд. АН СССР, сер. «Неорганические материалы», 10, 784 (1974).
10. E. A. Giess, R. Ghez, in: Epitaxial Growth, Ed. J. W. Matthews, N. Y., Academic Press, 1975.
11. C. F. Buhrer, J. Appl. Phys. 41, 1393 (1970).
12. D. E. Lacklison, H. I. Ralph, G. B. Scott, Sol. State Comm. 10, 269 (1972).
13. S. Wittekoek, D. E. Lacklison, Phys. Rev. Lett. 28, 740 (1972).
14. D. E. Lacklison, G. B. Scott, H. I. Ralph, IEEE Trans. Magnet. Mag-9, 457 (1973).
15. S. Wittekoek, J. M. Robertson, T. J. A. Porma, P. E. Bongers, AIP Conf. Proc. 10, 418 (1973).
16. H. Takeuchi, K. Shinagawa, S. Taniguchi, Japan J. Appl. Phys. 12, 465 (1973).
17. S. Ito, I. Mikami, Y. Sugita, S. Taniguchi, J. Phys. Soc. Japan 34, 1101 (1973).
18. А. М. Балбашов, А. Я. Червоненкис, А. П. Черкасов, В. Е. Бахтеузов, А. А. Цветкова, В. П. Чепарин, Письма ЖЭТФ 18, 572 (1973).
19. А. М. Балбашов, А. Я. Червоненкис, А. П. Черкасов, В. Е. Бахтеузов, ФТТ 16, 3102 (1974).
20. А. М. Балбашов, А. Я. Червоненкис, Изв. АН СССР, сер. физ. 38, 2434 (1974).
21. А. М. Балбашов, А. Я. Червоненкис, А. П. Черкасов, В. Е. Бахтеузов, С. Г. Павлов, Письма ЖТФ 2, 760 (1976).
22. G. B. Scott, R. F. Pearson, T. L. Page, Dig. Intermag Conf., London, 1975, paper 15—6.
23. А. Я. Червоненкис, А. М. Балбашов, ФТТ 18, 1106 (1976).



24. R. C. Linares, *J. Cryst. Growth* 3/4, 443 (1968).
25. E. A. Giess, B. A. Calhoun, E. Klokholm, T. R. McGuire, L. L. Rosier, *Mat. Res. Bull.* 6, 317 (1971).
26. H. J. Levinstein, S. J. Licht, R. W. Landfort, S. L. Blank, *Appl. Phys. Lett.* 19, 486 (1971).
27. M. Robbins, S. Licht, H. J. Levinstein, *AIP Conf. Proc.* 5, 101 (1972).
28. S. L. Blank, J. W. Nielsen, *J. Cryst. Growth* 17, 302 (1972).
29. W. A. Bonner, J. E. Geusic, D. H. Smith, F. C. Rossol, L. G. Van Uitert, G. P. Vella-Coleiro, *J. Appl. Phys.* 43, 3226 (1972).
30. R. Hiskes, *Intermag Conf.*, 1972, paper 8—2.
31. C. D. Brandle, D. C. Miller, J. W. Nielsen, *J. Cryst. Growth* 12, 195 (1972).
32. Р. Лодиз, Р. Паркер, Рост монокристаллов, М., «Мир», 1974.
33. R. Hiskes, *J. Cryst. Growth* 27, 287 (1974).
34. С. М. Генделев, А. Г. Титов, Кристаллизация ферритов и ортоферритов из раствора в расплаве. Обзоры по электронной технике, сер. «Ферритовая техника», вып. 15, М., ЦНИ «Электроника», 1970.
35. А. Г. Титова, *ФТТ* 1, 1871 (1959).
36. E. A. Giess, J. D. Kuptsis, E. A. D. White, *J. Cryst. Growth* 16, 36 (1972).
37. E. A. Giess, C. F. Guerci, J. D. Kuptsis, H. L. Hu, *Mat. Res. Bull.* 8, 1061 (1973).
38. E. A. Giess, J. E. Davies, C. F. Guerci, H. L. Hu, *ibid.* 10, 355 (1975).
39. J. E. Davies, E. A. Giess, J. D. Kuptsis, *J. Mat. Sci.* 10, 589 (1975).
40. J. M. Robertson, W. Tolksdorf, H. D. Jonker, *J. Cryst. Growth* 27, 241 (1974).
41. W. Tolksdorf, G. P. Bartels, G. P. Espinosa, P. Holst, D. Matzka, F. Welz, *ibid.* 17, 322 (1972).
42. W. Tolksdorf, G. P. Bartels, P. Holst, W. T. Stacy, *ibid.* 26, 122 (1974).
43. J. P. Krumme, G. P. Bartels, W. Tolksdorf, *Phys. Stat. Sol.* a17, 175 (1973).
44. J. Haisma, G. P. Bartels, W. Tolksdorf, *Phil. Res. Rept.* 29, 493 (1974).
45. B. S. Hewitt, R. D. Pierce, S. L. Blank, S. Knight, *IEEE Trans. Magnet. Mag-9*, 366 (1973).
46. J. W. Nielsen, S. L. Blank, D. H. Smith, G. P. Vella-Coleiro, F. B. Hagedorn, R. L. Barns, W. A. Biolsi, *J. Electron. Mat.* 3, 693 (1974).
47. R. Ghez, E. A. Giess, *J. Cryst. Growth* 27, 221 (1974).
48. L. G. Van Uitert, E. M. Gyorgy, W. A. Bonner, W. H. Grodkiewicz, E. J. Heilner, G. J. Zydzik, *Mat. Res. Bull.* 6, 1185 (1971).
49. E. A. Giess, B. E. Argyle, B. A. Calhoun, D. C. Cronmeyer, E. Klokholm, T. R. McGuire, T. S. Plaskett, *ibid.*, p. 1141.
50. W. A. Bonner, J. E. Geusic, D. H. Smith, L. G. Van Uitert, G. P. Vella-Coleiro, *ibid.* 8, 785 (1973).
51. J. M. Robertson, S. Wittekoek, T. J. A. Popma, P. F. Bongers, *Appl. Phys.* 2, 219 (1973).
52. J. E. Davies, E. A. D. White, J. D. C. Wood, *J. Cryst. Growth* 27, 227 (1974).
53. E. A. D. White, J. D. C. Wood, *ibid.* 17, 315 (1972).
54. A. E. Morgan, *ibid.* 27, 226 (1974).
55. H. L. Glass, M. T. Elliott, *ibid.*, p. 253.
56. W. Tolksdorf, *IEEE Trans. Magnet. Mag-11*, 1074 (1975).
57. F. H. De Leeuw, J. M. Robertson, *J. Appl. Phys.* 46, 3182 (1975).
58. L. J. Varnerin, *IEEE Trans. Magnet. Mag-8*, 329 (1972).
59. H. H. Quon, Y. H. Shing, D. Walsh, *Sol. State Comm.* 13, 79 (1973).
60. J. W. Nielsen, S. J. Licht, C. D. Brandle, *IEEE Trans. Magnet. Mag-10*, 474 (1974).
61. A. B. Smith, M. Kestigian, W. R. Bekebrede, *Mat. Res. Bull.* 10, 903 (1975).
62. J. E. Davies, E. A. Giess, J. D. Kuptsis, *ibid.*, p. 65.
63. T. Hibiya, Y. Hidaka, S. Fujiwara, K. Matsumi, *J. Phys. Soc. Japan* 39, 661 (1975).
64. R. Krishnan, *Phys. Stat. Sol.* a30, K177 (1975).
65. Y. Imamura, *Japan J. Appl. Phys.* 14, 1393 (1975).
66. W. A. Bonner, *Mat. Res. Bull.* 9, 885 (1974).
67. W. A. Bonner, *ibid.* 10, 15 (1975).

68. S. Knight, B. S. Hewitt, D. L. Rode, S. L. Blank, *ibid.* 9, 895 (1974).
69. Р. В. Телеснин, В. Н. Дудоров, *Изв. АН СССР, сер. физ.* 38, 2475 (1974).
70. В. Н. Дудоров, Б. В. Милль, Р. В. Телеснин, *ПТЭ*, № 2, 245 (1974).
71. Р. В. Телеснин, В. Н. Дудоров, В. И. Козлов, *ФТТ*, 17, 2072 (1975).
72. Р. В. Телеснин, В. Н. Дудоров, А. Т. Морченко, *Кристаллография* 21, 189 (1976).
73. Р. В. Телеснин, В. Н. Дудоров, Н. П. Дымченко, В. Г. Клепарский, В. В. Рандошкин, *ФТТ* 18, 196 (1976).
74. В. Н. Дудоров, в кн. *Магнетизм и электроника*, т. 154, в. 6, Куйбышев, 1975, с. 81.
75. R. A. Laudise, R. C. Linares, E. F. Dearborn, *J. Appl. Phys., Suppl.* 33, 1362 (1962).
76. R. C. Linares, R. B. McGraw, J. B. Schroeder, *J. Appl. Phys.* 36, 2884 (1965).
77. R. C. Linares, E. L. Sloan, *J. Cryst. Growth* 27, 249 (1974).
78. M. Kestigian, *J. Am. Ceram. Soc.* 50, 165 (1967).
79. R. C. Linares, *ibid.* 45, 307 (1962).
80. H. H. Quon, A. G. Sadler, *J. Can. Ceram. Soc.* 36, 33 (1967).
81. А. Г. Титова, Ю. Л. Сапожников, *Изв. АН СССР, сер. «Неорганические материалы»* 5, 569 (1969).
82. L. G. Van Uitert, W. A. Bonner, W. H. Grodkiewicz, G. J. Zydzik, *Mat. Res. Bull.* 5, 455 (1970).
83. L. G. Van Uitert, W. A. Bonner, W. H. Grodkiewicz, L. Pistroski, G. J. Zydzik, *ibid.*, p. 325.
84. W. J. Tabor, G. P. Vella-Coleiro, F. B. Hagedorn, L. G. Van Uitert, *J. Appl. Phys.* 45, 3617 (1974).
85. P. Görnert, P. Hergt, *Phys. Stat. Sol.* a20, 577 (1973).
86. P. Görnert, C. G. D'Ambly, *ibid.* a29, 95 (1975).
87. R. Hiskes, R. A. Burmeister, *AIP Conf. Proc.* 10, 304 (1973).
88. R. Hiskes, T. L. Felmler, R. A. Burmeister, *J. Electron. Mat.* 1, 458 (1972).
89. Y. Suehune, N. Inoue, *Japan J. Appl. Phys.* 13, 204 (1974).
90. Y. Suehune, N. Inoue, *IEEE Trans. Magnet.* Mag-10, 477 (1974).
91. J. W. Nielsen, E. F. Dearborn, *J. Phys. Chem. Sol.* 5, 202 (1958).
92. H. D. Jonker, *J. Cryst. Growth* 28, 321 (1975).
93. S. L. Blank, B. S. Hewitt, L. K. Shiek, J. W. Nielsen, *AIP Conf. Proc.* 10, 256 (1973).
94. R. Ghez, E. A. Giess, *Mat. Res. Bull.* 8, 31 (1973).
95. Р. Н. Шефтал, в кн. *Рост кристаллов*, т. 10, М., «Наука», 1974.
96. Л. С. Палатник, И. И. Папилов, *Эпитаксиальные пленки*, М., «Наука», 1971.
97. А. А. Чернов, *УФН* 73, 277 (1961).
98. В. Бартон, Н. Кабрера, Ф. Франк, в кн. *Элементарные процессы роста кристаллов*, М., ИЛ, 1959.
99. В. А. Тимофеева, *Кристаллография* 5, 476 (1960).
100. D. Elwell, R. Dawson, *J. Cryst. Growth* 13/14, 555 (1972).
101. D. Elwell, R. W. Neate, *J. Mat. Sci.* 6, 1499 (1971).
102. G. H. Gelmer, R. Ghez, N. Cabrera, *J. Cryst. Growth* 8, 79 (1971).
103. J. A. Burton, R. C. Prim, E. P. Slichter, *Chem. Phys. Soc. J.* 21, 1987 (1953).
104. P. Chaudhari, *IEEE Trans. Magnet.* Mag-8, 333 (1972).
105. A. J. Kurtzig, *ibid.* Mag-6, 497 (1970).
106. F. B. Hagedorn, *J. Appl. Phys.* 41, 1161 (1970).
107. Л. М. Буравихин, В. В. Красовский, *Приборы и системы управления* 8, 17 (1971).
108. P. W. Shumate, Jr., *IEEE Trans. Magnet.* Mag-7, 586 (1971).
109. T. Nakagawa, T. Namikata, *ibid.* Mag-10, 488 (1974).
110. Г. С. Кандаурова, В. О. Васильевский, И. А. Журавлев, *Микроэлектроника*, 5, 72 (1976).
111. Р. В. Телеснин, В. Н. Дудоров, С. М. Зимачева, *ibid.*, с. 461.
112. E. Heinlein, R. D. Pierce, *IEEE Trans. Magnet.* Mag-6, 493 (1970).
113. J. E. Geusic, H. J. Levinstein, S. J. Licht, C. D. Brandle, *Appl. Phys. Lett.* 19, 93 (1971).
114. В. Е. Аргyle, P. Chaudhari, *AIP Conf. Proc.* 10, 403 (1973).
115. A. Akselrad, *ibid.*, p. 408.
116. R. D. Pierce, *J. Cryst. Growth* 27, 299 (1974).
117. J. E. Mee, G. R. Pulliam, J. L. Archer, P. J. Besser, *IEEE Trans. Magnet.* Mag-5, 717 (1969).

118. L. S. Birks, *Electron Probe Microanalysis*, N. Y., Intersci. Publ., 1969.
119. P. J. Besser, T. N. Hamilton, J. E. Mee, R. L. Stermer, *IEEE Trans. Magnet. Mag-10*, 492 (1974).
120. C. D. Brandle, S. L. Blank, *ibid. Mag-12*, 14 (1976).
121. E. A. Giess, B. E. Argyle, D. C. Cronmeyer, E. Klockholm, T. R. McGuire, D. F. O'Kone, T. S. Plaskett, V. Sadagopan, *AIP Conf. Proc.* 5, 110 (1972).
122. *Trace Analysis, Physical Methods*, Ed. G. H. Morrison, N. Y., Intersci. Publ., 1966.
123. *Trace Characterisation, Chemical and Physical Methods*, Ed. W. W. Meinke and B. F. Schribner, Washington, D. C., 1967.
124. И. Б. Боровский, *Физические основы рентгеноспектральных исследований*, М., 1956.
125. B. D. Cullity, *Elements of X-Ray Diffraction*, California, 1967.
126. S. Geller, H. J. Williams, G. P. Espinosa, R. C. Sherwood, *Bell Syst. Tech. J.* 43, 565 (1964).
127. A. A. Thiele, *ibid.* 48, 3287 (1969).
128. A. A. Thiele, *J. Appl. Phys.* 41, 1139 (1970).
129. S. H. Wemple, S. L. Blank, J. A. Seman, W. A. Biolsi, *Phys. Rev.* B9, 2134 (1974).
130. C. S. Porter, E. G. Spenser, R. C. leCraw, *J. Appl. Phys.* 29, 495 (1958).
131. Г. С. Криничик, М. В. Четкин, *ЖЭТФ* 41, 673 (1961).
132. A. M. Clogston, *J. Appl. Phys., Suppl.* 31, 1985 (1960).
133. P. C. Bailey, *ibid.*, p. 39S.
134. М. В. Четкин, *ФТТ* 6, 3753 (1964).
135. K. A. Wickershein, *J. Appl. Phys., Suppl.* 32, 205S (1964).
136. D. L. Wood, J. P. Remeika, *J. Appl. Phys.* 38, 1038 (1967).
137. D. L. Wood, J. P. Remeika, *ibid.* 37, 1232 (1966).
138. D. L. Wood, *J. Chem. Phys.* 39, 1671 (1971).
139. A. P. Malozemoff, *J. Phys. and Chem. Sol.* 32, 1669 (1971).
140. H. Takeuchi, S. Ito, I. Mikami, S. Taniguchi, *J. Appl. Phys.* 44, 4789 (1973).
141. G. B. Scott, D. E. Lacklison, J. L. Page, *Phys. Rev.* B10, 971 (1974).
142. G. B. Scott, D. E. Lacklison, J. L. Page, *J. Phys.* C8, 519 (1975).
143. Р. В. Писарев, И. Г. Синий, Н. Н. Колпакова, Ю. М. Яковлев, *ЖЭТФ* 60, 2188 (1971).
144. H. Takeuchi, *Japan J. Appl. Phys.* 14, 1903 (1975).
145. E. Sawatzky, D. H. Horne, *Rev. Sci. Instrum.* 41, 1284 (1970).
146. А. В. Антонов, В. И. Жилин, *ПТЭ* № 5, 212 (1975).
147. Г. С. Криничик, М. В. Четкин, *УФН* 98, 3 (1969).
148. J. F. Dillon, Jr., *J. Appl. Phys.* 29, 539 (1958).
149. B. Johnson, R. S. Tebble, *Proc. Phys. Soc.* 87, 935 (1966).
150. B. Johnson, *J. Appl. Phys.* 37, 1441 (1966).
151. R. C. leCraw, D. L. Wood, J. F. Dillon, Jr., J. P. Remeika, *Appl. Phys. Lett.* 7, 27 (1965).
152. R. F. McDonald, O. Voegeli, C. D. Mee, *J. Appl. Phys.* 38, 4104 (1967).
153. J. F. Dillon, Jr., *ibid.* 39, 922 (1968).
154. H. Matthews, S. Singh, R. C. leCraw, *Appl. Phys. Lett.* 7, 165 (1965).
155. E. Sawatzky, E. Kay, *J. Appl. Phys.* 42, 367 (1971).
156. W. A. Grassley, R. W. Cooper, J. L. Page, R. P. Van Staple, *Phys. Rev.* 181, 896 (1965).
157. C. F. Buhrer, *J. Appl. Phys.* 40, 11 (1969).
158. S. H. Wemple, *J. Electron. Mater.* 3, 243 (1974).
159. Г. С. Криничик, С. А. Гущина, *ЖЭТФ* 56, 490 (1969).
160. Г. С. Криничик, С. А. Гущина, *ibid.* 57, 362.
161. G. Abulaify, H. le Gall, *Sol. State Comm.* 11, 629 (1972).
162. S. Ito, I. Mikami, Y. Sugita, S. Taniguchi, *IEEE Trans. Magnet. Mag-9*, 460 (1973).
163. Г. С. Криничик, В. А. Крылова, Е. В. Берденникова, Р. А. Петров, *ЖЭТФ* 65, 715 (1973).
164. А. В. Антонов, В. И. Жилин, *ФТТ* 18, 1269 (1976).
165. Е. В. Берденникова, Р. В. Писарев, *ibid.*, с. 81.
166. В. Д. Горбунова, О. Б. Есикова, А. Г. Титова, *ibid.*, с. 272.
167. A. H. Bobeck, R. F. Fischer, J. L. Smith, *AIP Conf. Proc.* 5, 45 (1972).
168. D. M. Heinz, P. J. Besser, J. M. Owens, J. E. Mee, G. R. Pulliam, *J. Appl. Phys.* 42, 1243 (1971).
169. S. H. Wemple, W. J. Taбор, *ibid.* 44, 1395 (1973).
170. Р. В. Телесниц, В. Н. Дудоров, Ю. А. Дурасова, С. М. Зимачева, В. В. Рандошкин, И. И. Тимохин, *ПТЭ*, № 6, 179 (1976).

171. B. C. McCollum, W. R. Bekebrede, M. Kestigian, A. B. Smith, *Appl. Phys. Lett.* **23**, 702 (1973).
172. P. B. Hagedorn, W. J. Tabor, J. E. Geusic, H. J. Levinstein, S. J. Licht, L. K. Shick, *ibid.* **19**, 95 (1971).
173. D. C. Fowles, J. A. Copeland, *AIP Conf. Proc.* **5**, 240 (1972).
174. R. W. Shaw, D. E. Hill, R. M. Sandfort, J. W. Moody, *Bull. Am. Phys. Soc.*, ser. II, **17**, 108 (1972).
175. R. W. Shaw, D. E. Hill, R. M. Sandfort, J. W. Moody, *J. Appl. Phys.* **44**, 2346 (1973).
176. Z. Malek, V. Kambersky, *Czech. J. Phys.* **8**, 416 (1958).
177. C. Kooy, Y. Enz, *Phil. Res. Rept.* **15**, 7 (1960).
178. В. И. Чечерников, *Магнитные измерения*, М., Изд-во МГУ, 1969.
179. L. R. Maxwell, in: *Ferromagnetism and Ferrimagnetism. Methods of Experimental Physics*, v. 6B (Solid State Phys.), N.Y., Academic Press, 1959, p. 193.
180. T. R. McGuire, P. J. Flanders, in: *Direct Current Magnetic Measurements. Magnetism and Metallurgy*, v. 1, N.Y., Academic Press, 1969, p. 123.
181. H. J. Oguey, *ibid.*, p. 189.
182. S. Geller, H. J. Williams, R. C. Sherwood, J. P. Remeika, G. P. Espinosa, *Phys. Rev.* **131**, 1080 (1963).
183. S. Geller, H. J. Williams, R. C. Sherwood, G. P. Espinosa, *J. Appl. Phys.* **36**, 88 (1965).
184. S. Foner, *Rev. Sci. Instrum.* **30**, 548 (1959).
185. P. J. Flanders, W. D. Doyle, *ibid.* **33**, 691 (1962).
186. D. H. Smith, *ibid.* **27**, 261 (1956).
187. K. Dwight, N. Menyuk, D. Smith, *J. Appl. Phys.* **39**, 491 (1969).
188. J. P. Krumme, G. Bartels, P. Hansen, J. M. Robertson, *Mat. Res. Bull.* **11**, 337 (1976).
189. G. T. Croft, F. J. Donahoe, W. F. Love, *Rev. Sci. Instrum.* **26**, 360 (1955).
190. R. F. Penoyer, *ibid.* **30**, 711 (1959).
191. W. S. Byrnes, R. G. Crawford, *J. Appl. Phys.* **29**, 493 (1958).
192. R. W. Teale, R. F. Pearson, M. J. Hight, *J. Appl. Phys.*, Suppl. **32**, 150S (1961).
193. R. F. Pearson, P. W. Cooper, *ibid.*, p. 265S.
194. R. F. Pearson, *ibid.* **33**, 123S (1962).
195. R. F. Pearson, K. Tweedale, *J. Appl. Phys.* **35**, 1061 (1964).
196. Н. И. Судаков, Н. И. Вершинина, А. И. Дрокин, Н. Д. Урсуляк, *Изв. АН СССР, сер. физ.* **34**, 1077 (1970).
197. Н. И. Вершинина, Н. И. Судаков, А. И. Дрокин, Н. И. Уткин, Н. Д. Урсуляк, *Изв. вузов, сер. «Физика»*, № 00, 147 (1969).
198. J. W. Beck, *Rev. Sci. Instrum.* **38**, 1031 (1967).
199. C. D. Mee, *Contemp. Phys.* **8**, 385 (1967).
200. C. D. Mee, *IBM J.* **11**, 468 (1967).
201. D. J. Craik, P. V. Cooper, G. Mayers, *J. Phys.* **D6**, 872 (1973).
202. D. J. Craik, *Phys. Lett.* **A39**, 45 (1972).
203. D. J. Craik, P. V. Cooper, *J. Phys.* **D5**, 137 (1972).
204. D. J. Craik, P. V. Cooper, *Phys. Lett.* **A41**, 255 (1973).
205. H. Callen, R. M. Josephs, *J. Appl. Phys.* **42**, 1977 (1971).
206. R. M. Josephs, *AIP Conf. Proc.* **10**, 286 (1973).
207. Р. В. Телеснин, В. И. Розлов, В. Н. Дудоров, *ФТТ* **16**, 3532 (1974).
208. L. Neel, *C. R. Ac. Sci.* **239**, 8 (1954).
209. R. Pauthenet, *Ann. Phys. (N.Y.)*, **3**, 424 (1958).
210. S. Geller, *Phys. Rev.* **181**, 980 (1969).
211. M. A. Gilileo, *J. Phys. and Chem. Sol.* **13**, 33 (1960).
212. C. Borghese, *ibid.* **28**, 2225 (1967).
213. I. Nowik, *Phys. Rev.* **171**, 580 (1968).
214. I. Nowik, *J. Appl. Phys.* **40**, 5184 (1969).
215. A. Grill, M. Schieber, *Phys. Rev.* **B8**, 365, 369, 373 (1973).
216. V. Nekvasil, *Czech. J. Phys.* **B25**, 1290 (1975).
217. G. F. Dionne, *J. Appl. Phys.* **41**, 4874 (1970).
218. G. F. Dionne, *ibid.* **42**, 2142 (1971).
219. L. Neel, *Ann. de Phys.* **3**, 137 (1948).
220. A. Herpin, P. Meriel, *J. Phys. et Radium* **245**, 2033 (1957).
221. F. Bertaut, F. Forrat, A. Herpin, P. Meriel, *C. R. Ac. Sci.* **243**, 898 (1956).
222. E. Prince, *Acta Cryst.* **10**, 787 (1957).
223. R. Baumberg, S. Cohen, A. Marinov, S. Ofer, *Phys. Rev.* **122**, 743 (1961).
224. E. E. Anderson, *ibid.* **A134**, 1581 (1964).
225. R. J. Aleonard, *J. Phys. and Chem. Sol.* **15**, 167 (1960).

226. P. Wojtowicz, *Phys. Lett.* **11**, 18 (1964).  
227. A. B. Harris, *Phys. Rev.* **132**, 2398 (1963).  
228. C. D. Brandle, S. L. Blank, *IEEE Trans. Magnet. Mag-12*, 14 (1976).  
229. P. Hansen, P. Röschmann, W. Tolksdorf, *J. Appl. Phys.* **45**, 2728 (1974).  
230. A. J. Kurtzig, W. Shockley, *ibid.* **39**, 5619 (1968).  
231. J. M. Nemchik, *ibid.* **40**, 1086 (1969).  
232. S. H. Charap, J. M. Nemchik, *IEEE Trans. Magnet. Mag-5*, 566 (1969).  
233. Y. S. Lin, Y. O. Tu, *Appl. Phys. Lett.* **18**, 247 (1971).  
234. W. J. De Bonte, *AIP Conf. Proc.* **5**, 140 (1972).  
235. W. J. De Bonte, *IEEE Trans. Magnet. Mag-11*, 3 (1975).  
236. E. Schlömann, *Appl. Phys. Lett.* **21**, 227 (1972).  
237. E. Schlömann, *AIP Conf. Proc.* **10**, 478 (1973).  
238. E. Schlömann, *J. Appl. Phys.* **44**, 1837, 1950 (1973).  
239. E. Schlömann, *ibid.* **45**, 369 (1974).  
240. Р. В. Телесниц, В. Н. Дудоров, В. В. Рандошкин, *ФТТ* **17**, 3015 (1975).  
241. В. Н. Дудоров, В. В. Рандошкин, *Измерительная техника*, № 10, 87 (1976).  
242. Е. С. Боровик, А. С. Миллер, *Лекции по магнетизму*, Харьков, Изд-во ХГУ, 1966.  
243. A. H. Bobeck, E. G. Spenser, L. G. Van Uitert, S. C. Abrahams, R. L. Barns, W. H. Grodkiewicz, R. C. Sherwood, P. H. Schmidt, D. H. Smith, E. M. Walters, *Appl. Phys. Lett.* **17**, 131 (1970).  
244. A. Akselrad, H. Callen, *ibid.* **19**, 464 (1971).  
245. A. H. Bobeck, D. H. Smith, E. G. Spencer, L. G. Van Uitert, E. M. Walters, *IEEE Trans. Magnet. Mag-7*, 461 (1971).  
246. R. C. Le Craw, R. Wolfe, A. H. Bobeck, R. D. Pierce, L. G. Van Uitert, *J. Appl. Phys.* **42**, 1641 (1971).  
247. A. Rosencwaig, W. J. Tabor, R. D. Pierce, L. C. Van Uitert, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 779 (1971).  
248. H. Callen, *Appl. Phys. Lett.* **18**, 311 (1971).  
249. H. Callen, *Mat. Res. Bull.* **7**, 931 (1971).  
250. A. Rosencwaig, W. J. Tabor, *J. Appl. Phys.* **42**, 1642 (1971).  
251. A. Rosencwaig, W. J. Tabor, *AIP Conf. Proc.* **5**, 57 (1972).  
252. W. T. Stacy, W. Tolksdorf, *ibid.*, p. 185.  
253. J. E. Mee, G. R. Pulliam, J. L. Archer, P. J. Besser, *IEEE Trans. Magnet. Mag-5*, 717 (1969).  
254. D. M. Heinz, P. J. Besser, J. E. Mee, *AIP Conf. Proc.* **5**, 96 (1972).  
255. P. J. Besser, J. E. Mee, P. E. Elkins, D. M. Heinz, *Mat. Res. Bull.* **6**, 1111 (1971).  
256. F. B. Hagedorn, *J. Appl. Phys.* **45**, 3638 (1974).  
257. В. Г. Демидов, А. К. Звездин, Р. З. Левитин, А. С. Маркосян, А. И. Попов, *ФТТ* **16**, 2116 (1974).  
258. А. К. Звездин, Р. З. Левитин, А. С. Маркосян, А. А. Мухин, А. И. Попов, *ФТТ* **18**, 387 (1976).  
259. А. К. Гапеев, Р. З. Левитин, А. С. Маркосян, Б. В. Милль, Т. М. Перекалина, *ЖЭТФ* **67**, 232 (1974).  
260. P. J. Flanders, *Rev. Sci. Instrum.* **41**, 697 (1970).  
261. W. D. Doyle, P. J. Flanders, *AIP Conf. Proc.* **5**, 707 (1972).  
262. E. A. Giess, D. C. Cronmeyer, *Appl. Phys. Lett.* **22**, 601 (1973).  
263. P. Hansen, *J. Appl. Phys.* **45**, 3123 (1974).  
264. C. Vittoria, H. Lesoff, N. D. Wilsey, *IEEE Trans. Magnet. Mag-8*, 273 (1972).  
265. Б. Е. Рубенштейн, Г. М. Галактионова, *ФТТ* **9**, 179 (1967).  
266. Б. Е. Рубенштейн, Г. М. Галактионова, *ibid.*, с. 2707.  
267. Б. Е. Рубенштейн, *ФТТ* **11**, 1980 (1969).  
268. Б. Е. Рубенштейн, А. Г. Титова, Б. А. Лаповок, *ФТТ* **6**, 5338 (1964).  
269. P. Hansen, J. Schuldt, W. Tolksdorf, *Phys. Rev.* **B8**, 2474 (1973).  
270. A. J. Kurtzig, F. B. Hagedorn, *IEEE Trans. Magnet. Mag-7*, (1971).  
271. W. F. Druywesteyn, J. W. F. Dorleijn, P. J. Rijniersse, *J. Appl. Phys.* **44**, 2387 (1973).  
272. J. W. F. Dorleijn, W. F. Druywesteyn, G. Bartels, W. Tolksdorf, *Phil. Res. Rept.* **28**, 133 (1973).  
273. Y. Shimada, H. Kojima, K. Sakai, *J. Appl. Phys.* **45**, 4596 (1974).  
274. A. Hubert, A. P. Malozemoff, J. C. DeLuca, *ibid.*, p. 3562.  
275. A. P. Malozemoff, J. C. DeLuca, *ibid.*, p. 4586.

276. J. P. Krumme, P. Hansen, J. Haberkamp, *Phys. Stat. Sol.* **a12**, 483 (1972).
277. P. Hansen, J. P. Krumme, *J. Appl. Phys.* **44**, 2847 (1973).
278. P. W. Shumate, Jr., D. H. Smith, F. B. Hagedorn, *ibid.*, p. 449.
279. P. W. Shumate, Jr., *ibid.*, p. 3323.
280. P. J. Rijniere, H. Logmans, R. Metselaar, W. T. Stacy, *Appl. Phys.* **8**, 143 (1975).
281. R. A. Abram, R. J. Fairholm, M. D. R. Tench, K. A. Gehring, *J. Phys.* **D8**, 94 (1975).
282. И. Г. Аваева, Ф. В. Лисовский, В. И. Щеглов, *ФТТ* **17**, 2102 (1975).
283. R. D. Enoch, M. E. Jones, D. G. P. Waters, *Appl. Phys. Lett.* **26**, 127 (1975).
284. T. C. Slonezewski, A. P. Malozemoff, E. A. Giess, *ibid.* **24**, 396 (1974).
285. J. T. Carlo, D. C. Bullock, F. C. West, *IEEE Trans. Magnet.* **Mag-10**, 325 (1974).
286. R. C. LeCraw, L. R. Walker, *J. Appl. Phys.* **32**, 167S (1961).
287. R. Henry, S. D. Brown, P. E. Wigen, P. J. Besser, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 1272 (1972).
288. R. Henry, D. M. Heinz, *AIP Conf. Proc.* **18**, 194 (1974).
289. Ферромагнитный резонанс, под ред. С. В. Вонсовского, М., Физматгиз, 1961.
290. А. Г. Гуревич, Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках, М., «Наука», 1973.
291. M. Sparks, *Phys. Rev.* **B1**, 3831, 3856, 3869 (1970).
292. R. E. DeWames, T. Wolfram, *J. Appl. Phys.* **41**, 987 (1970).
293. R. E. DeWames, T. Wolfram, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 1445 (1971).
294. T. Wolfram, R. E. DeWames, *Phys. Rev.* **B4**, 3125 (1971).
295. A. B. Smith, *Rev. Sci. Instrum.* **39**, 378 (1968).
296. Г. А. Петраковский, Ю. Н. Котюков, *ФТТ* **7**, 2339 (1965).
297. G. A. Petrakovskii, E. A. Petrakovskaya, E. M. Smokotin, *IEEE Trans. Magnet.* **Mag-9**, 422 (1973).
298. B. A. Calhoun, E. A. Giess, L. L. Rosier, *Appl. Phys. Lett.* **18**, 287 (1971).
299. F. B. Hagedorn, *AIP Conf. Proc.* **5**, 72 (1972).
300. J. F. Dillon, Jr., in: *Magnetism*, v. 3, N. Y., Academic Press, 1963, p. 437.
301. Ч. Киттель, Я. Галт, в кн. Магнитная структура ферромагнетиков, под ред. С. В. Вонсовского, М., ИЛ, 1959, с. 459.
302. W. Döring, *Zs. Naturforsch.* **A3**, 373 (1948).
303. G. R. Henry, *J. Appl. Phys.* **42**, 3150 (1971).
304. F. H. DeLeeuw, *IEEE Trans. Magnet.* **Mag-9**, 614 (1973).
305. F. H. DeLeeuw, *J. Appl. Phys.* **45**, 3106 (1974).
306. J. W. Moody, R. W. Shaw, R. M. Sandfort, R. L. Stermer, *IEEE Trans. Magnet.* **Mag-9**, 377 (1973).
307. B. E. Argyle, A. P. Malozemoff, *AIP Conf. Proc.* **10**, 273 (1973).
308. R. W. Shaw, J. W. Moody, R. M. Stermer, *J. Appl. Phys.* **45**, 2672 (1974).
309. J. A. Seitchik, W. D. Doyle, G. K. Goldberg, *ibid.* **42**, 1272 (1971).
310. В. Г. Клепарский, Е. И. Ильяшенко, О. А. Цыганов, в кн. Материалы XIV Всесоюзного совещания по магнитным элементам автоматики и вычислительной техники, М., 1972, с. 327.
311. G. P. Vella-Coleiro, D. H. Smith, L. G. Van Uitert, *IEEE Trans. Magnet.* **Mag-7**, 745 (1971).
312. G. P. Vella-Coleiro, D. H. Smith, L. G. Van Uitert, *J. Appl. Phys.* **43**, 2428 (1972).
313. J. Fairholme, G. P. Gill, A. Marsh, *Mat. Res. Bull.* **6**, 1131 (1971).
314. Е. В. Карасев, *Тр. Ин-та электрон. управл. машин*, вып. **21**, 126 (1973).
315. T. H. O'Dell, *Phil. Mag.* **27**, 595 (1973).
316. A. H. Bobeck, I. Danylchuk, J. P. Remeika, L. G. Van Uitert, E. M. Walters, in: *Proc. of Intern. Conference on Ferrites*, Kyoto, 1970, p. 361.
317. G. P. Vella-Coleiro, W. J. Tabor, *Appl. Phys. Lett.* **21**, 7 (1972).
318. G. J. Zimmer, L. Gal, K. Vural, F. B. Humphrey, *J. Appl. Phys.* **46**, 4976 (1975).
319. Л. П. Иванов, А. С. Логгинов, В. В. Рандошкин, Р. В. Телеснин, *Письма ЖЭТФ* **23**, 627 (1976).
320. A. P. Malozemoff, J. C. Slonczewski, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 952 (1972).
321. Е. И. Ильяшенко, V. G. Kleparskii, S. E. Yurchenko, *Phys. Stat. Sol.* **28**, K153 (1975).
322. V. G. Kleparskii, N. P. Dumchenko, S. K. Kukharskaya, *ibid.* **a33**, K117 (1976).

323. Р. В. Телеснин, В. Н. Дудоров, В. Г. Клепарский, В. В. Рандошкин, ФТТ 18, 1773 (1976).
324. В. Е. Argyle, А. Halperin, IEEE Trans. Magnet. Mag-9, 238 (1973).
325. К. Р. Papworth, *ibid.* Mag-10, 638 (1974).
326. D. J. Craik, D. H. Cottey, J. Phys. D8, 99 (1975).
327. J. W. F. Dorleijn, W. F. Druyvesteyn, Appl. Phys. 1, 176 (1973).
328. В. Е. Argyle, J. C. Slonczewski, А. Е. Maydas, AIP Conf. Proc. 5, 175 (1972).
329. A. J. Kurtzig, R. C. LeCraw, A. H. Bobeck, E. M. Walters, R. Wolfe, H. J. Levinstein, S. J. Light, *ibid.*, p. 180.
330. S. Ito, I. Mikami, Y. Sugita, S. Tanigushi, IEEE Trans. Magnet. Mag-9, 460 (1973).
331. Т. Обоката, К. Сокүра, Т. Намиката, *ibid.*, p. 373.
332. Ю. М. Яковлев, В. С. Филонич, М. М. Ключников, Ю. И. Сапожников, ФТТ 15, 1607 (1973).
333. М. М. Ключников, Электрон. техн., сер. 6, вып. 8, 99 (1974).
334. J. A. Care, J. Appl. Phys. 43, 3551 (1972).
335. W. A. Bonner, J. E. Geusic, D. H. Smith, L. G. Van Uitert, G. P. Vella-Coleiro, Mat. Res. Bull. 8, 1223 (1973).
336. A. P. Malozemoff, J. Appl. Phys. 44, 5080 (1973).
337. G. P. Vella-Coleiro, F. B. Hagedorn, Y. S. Chen, B. S. Hewitt, S. L. Blank, R. Zappula, *ibid.* 45, 939 (1974).
338. G. P. Vella-Coleiro, S. L. Blank, R. C. LeCraw, Appl. Phys. Lett. 26, 722 (1975).
339. H. Nakanishi, C. Uemura, Japan J. Appl. Phys. 13, 1183 (1974).
340. R. Suzuki, Y. Sugita, J. Phys. Soc. Japan 39, 831 (1975).
341. R. Suzuki, Y. Sugita, Appl. Phys. Lett. 26, 587 (1975).
342. R. Suzuki, M. Takahashi, T. Kobayashi, Y. Sugita, *ibid.*, p. 342.
343. R. M. Josephs, Appl. Phys. Lett. 25, 244 (1974).
344. R. W. Patterson, J. Appl. Phys. 45, 5018 (1974).
345. Е. И. Ильяшенко, С. Е. Юрченко, ФТТ 16, 3509 (1974).
346. Е. И. Ильяшенко, С. Е. Юрченко, ФТТ 18, 1112 (1976).
347. В. Г. Клепарский, С. Е. Юрченко, *ibid.*, с. 290.
348. В. А. Бокор, В. В. Волков, Т. К. Трофимова, Е. С. Шер, ФТТ 17, 3591 (1975).
349. J. C. Slonczewski, A. P. Malozemoff, O. Voegeli, AIP Conf. Proc. 10, 458 (1973).
350. A. P. Malozemoff, J. C. DeLuca, Appl. Phys. Lett. 26, 719 (1975).
351. A. P. Malozemoff, J. C. Slonczewski, G. D. DeLuca, in: 21st Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials, Philadelphia, 1975, paper 5A-1.
352. G. P. Vella-Coleiro, *ibid.*, paper 5A-2.
353. A. P. Malozemoff, J. C. Slonczewski, J. C. DeLuca, Dig. Inter-mag. Conf., London, 1975, paper 1-10.
354. R. W. Patterson, A. I. Braginski, F. B. Humphrey, *цит. в* <sup>22</sup> сборник, paper 1-11.
355. В. А. Зубов, Методы измерения характеристик лазерного излучения, М., 1973.
356. М. М. Бутслов, УНФ 6, 76 (1959).
357. T. M. Morris, G. J. Zimmer, F. B. Humphrey, J. Appl. Phys. 47, 721 (1976).
358. T. M. Morris, A. P. Malozemoff, AIP Conf. Proc. 18, 242 (1974).
359. G. J. Zimmer, T. M. Morris, K. Vural, F. B. Humphrey, Appl. Phys. Lett. 25, 750 (1974).
360. G. J. Zimmer, T. M. Morris, F. B. Humphrey, IEEE Trans. Magnet. Mag-10, 651 (1974).
361. L. Gal, G. J. Zimmer, F. B. Humphrey, Phys. Stat. Sol. a561 (1975).
362. F. B. Humphrey, IEEE Trans. Magnet. Mag-11, 1679 (1975).
363. A. P. Malozemoff, K. R. Papworth, in: 20th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials, San Francisco, 1974, paper 6D-3.
364. A. P. Malozemoff, K. R. Papworth, J. Phys. A8, 1149 (1975).
365. G. P. Vella-Coleiro, T. J. Nelson, Appl. Phys. Lett. 24, 397 (1974).
366. G. P. Vella-Coleiro, F. B. Hagedorn, S. L. Blank, *ibid.* 26, 69 (1975).
367. L. Landau, E. Lifshitz, Phys. Z. Sowjet. 8, 153 (1935).
368. G. R. Henry, J. Appl. Phys. 42, 3150 (1971).
369. L. R. Walker, *цит. в* <sup>300</sup> сборник, p. 450.
370. N. L. Schryer, L. R. Walker, AIP Conf. Proc. 10, 1026 (1973).
371. N. L. Schryer, L. R. Walker, J. Appl. Phys. 45, 5406 (1974).

372. H. C. Bourne, Jr., D. S. Bartran, IEEE Trans. Magnet. **Mag-8**, 741 (1972).
373. D. S. Bartran, H. C. Bourne, Jr., *ibid.*, p. 743.
374. D. S. Bartran, H. C. Bourne, Jr., *ibid.*, p. 609.
375. H. C. Bourne, Jr., D. S. Bartran, *ibid.* **Mag-10**, 1081 (1974).
376. J. C. Slonczewski, Intern. J. Magn. **2**, 85 (1972).
377. J. C. Slonczewski, AIP Conf. Proc. **5**, 170 (1972).
378. J. C. Slonczewski, J. Appl. Phys. **44**, 1759 (1973).
379. J. C. Slonczewski, IEEE Trans. Magnet. **Mag-8**, 668 (1972).
380. J. C. Slonczewski, J. Appl. Phys. **44**, 2705 (1973).
381. E. Schlömann, IEEE Trans. Magnet. **Mag-11**, 1051 (1975).
382. F. B. Hagedorn, J. Appl. Phys. **45**, 3126 (1974).
383. A. Hubert, AIP Conf. Proc. **18**, 178 (1974).
384. A. Hubert, J. Appl. Phys. **45**, 2276 (1975).
385. J. A. Cape, W. F. Hall, G. W. Lehman, *ibid.*, p. 3572.
386. Ю. И. Горобец, ФТТ **16**, 3128 (1974).
387. Ю. П. Мухортов, ФТТ **18**, 1351 (1976).
388. В. Г. Барьяхтар, В. В. Ганн, Ю. И. Горобец, Препринт 74-67-Р, Киев, 1974.
389. J. Kaszner, I. Thomas, Phys. Stat. Sol. **a10**, 619 (1972).
390. А. К. Звездин, В. Г. Редько, цит. в <sup>310</sup> сборник, с. 344.
391. A. A. Thiele, Phys. Rev. Lett. **30**, 230 (1973).
392. A. A. Thiele, J. Appl. Phys. **45**, 377 (1974).
393. G. P. Vella-Coleiro, AIP Conf. Proc. **10**, 424 (1973).
394. G. P. Vella-Coleiro, *ibid.* **18**, 217 (1974).
395. G. P. Vella-Coleiro, D. H. Smith, L. G. Van Uitert, Appl. Phys. Lett. **21**, 36 (1972).
396. G. P. Vella-Coleiro, AIP Conf. Proc. **24**, 595 (1975).
397. W. J. Tabor, A. H. Bobeck, G. P. Vella-Coleiro, A. Rosencwaig, Bell Syst. Tech. J. **51**, 1427 (1972).
398. A. Rosencwaig, W. J. Tabor, T. J. Nelson, Phys. Rev. Lett. **29**, 946 (1972).
399. A. P. Malozemoff, Appl. Phys. Lett. **21**, 149 (1972).
400. R. F. Lacey, R. B. Clover, L. S. Cutler, R. F. Waites, AIP Conf. Proc. **10**, 488 (1973).
401. H. Nishida, T. Kobayashi, Y. Sugita, *ibid.*, p. 493.
402. W. J. Tabor, A. H. Bobeck, G. P. Vella-Coleiro, A. Rosencwaig, *ibid.*, p. 458.
403. T. Kobayashi, H. Nishida, Y. Sugita, J. Phys. Soc. Japan **34**, 555 (1973).
404. F. G. West, D. C. Bullock, AIP Conf. Proc. **10**, 483 (1973).
405. J. C. Slonczewski, Phys. Rev. Lett. **29**, 1679 (1973).
406. F. B. Hagedorn, S. L. Blank, R. J. Pierce, Appl. Phys. Lett. **26**, 206 (1975).
407. J. Haisma, K. L. L. Van Mierloo, W. F. Druyvesteyn, U. Enz, *ibid.* **27**, 459.
408. P. J. Grundy, D. C. Hotherhall, G. A. Jones, B. K. Middleton, R. S. Tebble, Phys. Stat. Sol. **a9**, 79 (1972).
409. A. Rosencwaig, Bell Syst. Tech. J. **51**, 1440 (1972).
410. A. H. Bobeck, S. L. Blank, H. J. Levinstein, *ibid.*, p. 1431.
411. R. D. Henry, P. J. Besser, R. G. Warren, E. C. Whitcomb, IEEE Trans. Magnet. **Mag-9**, 514 (1973).
412. R. Wolfe, J. C. North, Bell Syst. Tech. J. **51**, 1436 (1972).
413. Y. C. Lin, G. E. Keefe, Appl. Phys. Lett. **22**, 603 (1971).
414. M. Takahashi, H. Nishida, T. Kobayashi, Y. Sugita, J. Phys. Soc. Japan **34**, 1416 (1973).
415. R. Wolfe, J. C. North, Y. P. Lai, Appl. Phys. Lett. **22**, 683 (1973).
416. R. Wolfe, J. C. North, R. L. Barns, M. Robinson, H. J. Levinstein, *ibid.* **19** (1971).
417. D. H. Smith, J. C. North, AIP Conf. Proc. **10**, 334 (1973).
418. R. C. LeCraw, E. M. Gyorgy, R. Wolfe, Appl. Phys. Lett. **24**, 573 (1974).
419. K. Hoshikawa, T. Hattanda, H. Nakanishi, Japan J. Appl. Phys. **13**, 2071 (1974).
420. D. H. Smith, F. B. Hagedorn, B. S. Hewitt, J. Appl. Phys. **44**, 4177 (1973).
421. R. D. Enoch, M. E. Jones, D. L. Murrell, P. J. Fiddymont, D. G. P. Waters, *ibid.* **47**, 2706 (1976).
422. T. Kasai, Japan J. Appl. Phys. **14**, 1421 (1975).
423. S. J. Licht, J. Electron Mater. **4**, 757 (1975).



- 424. G. P. Vella-Coleiro, F. B. Hagedorn, Y. S. Chen, S. L. Blank Appl. Phys. Lett. **22**, 324 (1973).
- 425. R. C. Le Craw, J. P. Remeika, H. Matthews, J. Appl. Phys. **36**, 90 (1965).
- 426. R. C. Le Craw, S. L. Blank, G. P. Vella-Coleiro, Appl. Phys. Lett. **26**, 402 (1975).
- 427. H. Harper, R. W. Teale, J. Phys. Chem. **2**, 1926 (1969).
- 428. E. M. Gyorgy, M. D. Sturge, L. G. Van Uitert, E. J. Heilner, W. H. Grodkiewicz, J. Appl. Phys. **44**, 438 (1973).
- 429. M. Y. Dimyan, E. Della Torre, *ibid.* **43**, 1285 (1972).
- 430. M. Y. Dimyan, E. Della Torre, *ibid.*, p. 5207.
- 431. D. H. Smith, A. W. Anderson, AIP Conf. Proc. **5**, 120 (1972).
- 432. R. C. Le Craw, R. D. Pierce, *ibid.*, p. 200.
- 433. G. Winkler, P. Hansen, P. Holst, Phil. Res. Rept. **27**, 151 (1972).
- 434. P. F. Tumelty, R. Singh, M. A. Gilleo, *цит. в* <sup>351</sup> сборник, paper 8A-5.
- 435. D. M. Heinz, R. G. Warren, M. T. Elliott, *ibid.*, paper 8A-6.
- 436. T. Obokata, H. Tonigswa, H. Inoue, *ibid.*, paper 8A-7.
- 437. A. B. Smith, M. Kestigian, W. R. Bekebrede, *цит. в* <sup>22</sup> сборник, paper 1-3.