

небрежь, и тогда  $D(A) > D(C)$ . Зависимость  $\Delta$  от размеров решетки показана на рис. 3, 4. Из рис. 3 видно, что при увеличении размеров решетки ( $N$ )  $\Delta$  возрастает, максимальное значение  $D(x, y)$  при этом должно постепенно смещаться к граничным точкам «меридиана». Из рис. 4 следует, что чем больше протяженность решетки ( $L$ ) при заданной ее высоте  $N$ , тем отчетливее проявляется влияние граничных условий и максимальное значение  $D(x, y)$  перемещается к средним точкам «меридиана». Эти выводы подтверждаются расчетами на ЭВМ для решеток соответствующих размеров (табл. 7, 8 и 9, 10).

Таблица 9

$D_{\text{цил}}(x, y)$ .  $M = 5 \times 8$

|     |    |    |    |     |
|-----|----|----|----|-----|
| $y$ |    |    |    |     |
| 8   | 60 | 61 | 61 |     |
| 7   | 58 | 59 | 59 |     |
| 6   | 51 | 53 | 55 |     |
| 5   | 36 | 44 | 49 |     |
| 4   | 0  | 34 | 45 |     |
|     | 3  | 4  | 5  | $x$ |

Таблица 10

$D_{\text{цил}}(x, y)$ .  $M = 9 \times 12$

|     |     |     |     |     |     |
|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| $y$ |     |     |     |     |     |
| 12  | 194 | 195 | 196 | 197 | 197 |
| 11  | 192 | 192 | 194 | 195 | 195 |
| 10  | 184 | 185 | 188 | 190 | 191 |
| 9   | 170 | 173 | 178 | 183 | 185 |
| 8   | 146 | 154 | 166 | 174 | 178 |
| 7   | 101 | 128 | 152 | 166 | 173 |
| 6   | 0   | 101 | 142 | 162 | 170 |
|     | 5   | 6   | 7   | 8   | 9   |
|     |     |     |     |     | $x$ |

3. Заключение. Из полученных результатов можно сделать следующие выводы. Влияние формы сетки на средний пробег возбуждения ловушки наиболее отчетливо проявляется при не очень больших размерах сетки. Принимая во внимание недавние исследования, в которых показано, что в пигмент-белковых комплексах фотосистем I и II число светосборщиков не превышает 50 [8, 9], можно сказать, что геометрия модели пигмент-белкового комплекса будет влиять на время блуждания возбуждения до захвата ловушкой.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Montroll E. W. J. Math. Phys., 1969, 10, p. 735. [2] Sanders J. W., Ruijgrok T. W., Ten Bosch J. J. J. Math. Phys., 1971, 12, p. 534. [3] Уайт А., Хендлер Ф., Смит Э., Хилл Р., Леман И. Основы биохимии. Т. 2. М.: Мир, 1981. [4] Anderson J. M. ВВА, 1975, 416, p. 191. [5] Мак-Кракен Д., Дорн У. Численные методы и программирование на ФОРТРАНе. М.: Мир, 1977. [6] Борисов А. Ю., Годик В. И. В кн.: Биофизика фотосинтеза. М.: Изд-во МГУ, 1975, с. 170. [7] Фетисова З. Г. Канд. дис. М., МГУ, 1975. [8] Ames J. Progr. Bot., 1979, 41, p. 55. [9] Thornber J. Ph. Ann. Rev. Plant Physiol., 1975, 26, p. 127.

Поступила в редакцию 03.01.83.

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА: СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 6

УДК 538.245

#### ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛЕНОК С ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ МАГНИТНОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ С ПОМОЩЬЮ ТОРСИОННОГО МАГНИТОМЕТРА

Л. М. Коренкова, Т. Н. Легова, И. М. Сараева

(кафедра общей физики для физического факультета)

Торсионный метод является простым и надежным методом измерения магнитостатических параметров различных материалов. В частности, с помощью торсионного магнитометра можно измерить основные параметры пленок с ЦМД-структурой: константу наведенной маг-

нитной анизотропии  $K_u$ , константу кристаллографической анизотропии  $K_1$  [1]. В нашей работе показано, что торсионный метод позволяет измерить намагниченность насыщения  $M_s$  и поле исчезновения доменной структуры, а также исследовать процессы намагничивания этих пленок.

Мы изучали эпитаксиальные пленки ферритов-гранатов состава  $(YSmCa)_3(FeGe)_5O_{12}$ , осажденные на поверхность (111) Gd—Ga-граната. Определение кристаллографических осей в пленке производилось обычным рентгеновским методом. Доменная структура пленок наблюдалась с помощью эффекта Фарадея в поляризационном микроскопе.

Измерения на торсионном магнитометре проводились во внешнем магнитном поле  $H$  с напряженностью до 12 кЭ. Чувствительность из-

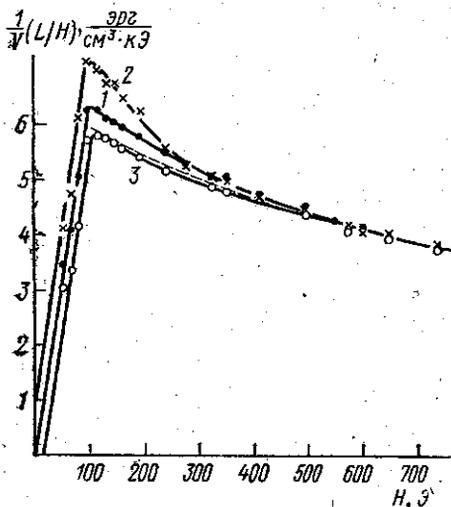


Рис. 1. Зависимость  $\frac{1}{V} (L/H)$  от  $H$

для пленки феррита-граната состава  $Y_{2,8}Sm_{0,1}Ca_{0,1}Fe_{4,9}Ge_{0,1}O_{12}$ , осажденной на поверхность (111) Gd—Ga-граната. Образец — диск объема  $V = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3$  (толщина 6 мкм, диаметр 5 мм), с параметрами  $K_u = 4700 \text{ эрг/см}^3$ ,  $K_1 = 1000 \text{ эрг/см}^3$ ,  $M_s = 9 \text{ Гс}$ . Горизонталь в плоскости образца — кристаллографическое направление [110]. Пунктирной линией нанесена кривая, рассчитанная по формуле (1)

$\alpha = 45^\circ$ ). Измерялся вращательный момент  $L$  при изменении величины поля  $H$  и строились кривые зависимости  $L/H$  от  $H$  (рис. 1), а также  $(L/H)^2$  от  $L$  (рис. 2).

Три кривые на рис. 1 получены для одной и той же пленки с различной доменной структурой в исходном состоянии. Пленка имела следующие параметры: намагниченность насыщения  $M_s = 9 \text{ Гс}$ , константы  $K_1 = 1000 \text{ эрг/см}^3$ ,  $K_u = 4700 \text{ эрг/см}^3$ .

Кривая 1 соответствует лабиринтной доменной структуре в исходном состоянии. Начальный участок этой кривой экстраполируется к началу координат, что говорит об отсутствии остаточной намагниченности. Максимум кривой соответствует исчезновению доменной структуры в большей части пленки.

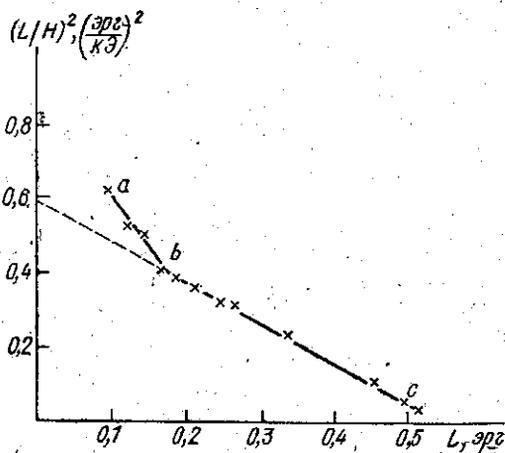


Рис. 2. Зависимость  $(L/H)^2$  от  $L$  для того же образца

менялась по мере надобности от  $1 \cdot 10^{-2}$  эрг/град до  $1 \cdot 10^{-3}$  эрг/град. Для исследования процессов намагничивания пленка подвешивалась вертикально между полюсами электромагнита. Горизонтальным направлением в плоскости пленки было направление [110], которое устанавливалось под углом  $\alpha$  к направлению поля (в наших измерениях

Кривые 2 и 3 рис. 1 получены для пленки с ЦМД-структурой в исходном состоянии. В процессе намагничивания, характеризуемом кривой 3, происходит коллапсирование ЦМД-структуры, а кривой 2 — ее расширение. Компонента поля  $H_{\perp} = H \sin \alpha$ , соответствующая максимуму кривой 3, для всех исследованных нами пленок совпадала по величине с полем коллапса  $H_0$ , измеренным магнитооптическим методом.

Из рис. 1 видно, что пленки с ЦМД-структурой в исходном состоянии имеют заметную остаточную намагниченность. При этом остаточная намагниченность совпадает по направлению с намагниченностью ЦМД.

Максимумы кривых 2 и 3 отличаются по высоте. Это различие можно объяснить следующим образом. При коллапсировании векторы намагниченности начинают поворачиваться в направлении поля еще до исчезновения ЦМД. При расширении ЦМД вектор намагниченности к моменту исчезновения доменной структуры направлен вдоль оси легкого намагничивания до исчезновения доменной структуры.

Различие хода кривых 1—3 от максимума до слияния, по всей вероятности, объясняется наличием в пленке неперемагниченных участков, т. е. неоднородным состоянием пленки. В полях, соответствующих однодоменному состоянию, кривые 1—3 сливаются.

Для анализа вида кривой  $L/H = f(H)$  воспользуемся выражением для плотности свободной энергии  $E$  в плоскости (112) идеально одноосной пленки, намагниченной до насыщения:

$$E = -M_s H \cos \theta + 2\pi M_s^2 \sin^2(\theta + \alpha) + K_u \cos^2(\theta + \alpha) + K_1 \left[ \frac{1}{3} \sin^4(\theta + \alpha) + \frac{1}{4} \cos^4(\theta + \alpha) \right], \quad (1)$$

где  $\theta$  — угол между направлениями  $M_s$  и  $H$ .

При  $\alpha = 45^\circ$  равновесное положение  $M_s$  определяется условием

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = M_s H \sin \theta + \left( 2\pi M_s^2 - K_u + \frac{K_1}{12} \right) \cos 2\theta + \frac{7}{24} K_1 \sin 4\theta = 0.$$

Из этого условия находится выражение для равновесного угла  $\theta$  и затем определяется величина вращательного момента  $L$ , равного моменту упругих сил закрученной нити. Если пренебречь членами, содержащими  $K_1$ , то

$$L = M_s H \sin \theta = M_s H \frac{-M_s H \pm [M_s^2 H^2 + 8(2\pi M_s^2 - K_u)^2]^{1/2}}{4(2\pi M_s^2 - K_u)},$$

отсюда

$$\frac{L}{H} = M_s \frac{-M_s H \pm [M_s^2 H^2 + 8(2\pi M_s^2 - K_u)^2]^{1/2}}{4(2\pi M_s^2 - K_u)}. \quad (2)$$

На рис. 1 пунктирной линией нанесена зависимость  $L/H = f(H)$ , рассчитанная по формуле (2) при следующих параметрах пленки:  $M_s = 9$  Гс,  $K_u = 4700$  эрг/см<sup>3</sup>,  $K_1 = 1000$  эрг/см<sup>3</sup>. Как и следовало ожидать, теоретическая кривая совпадает с экспериментальными в области полей, соответствующих однодоменному состоянию.

В основу измерений  $M_s$  был положен метод, описанный в работе [2]. При этом мы поступали следующим образом. Определяли  $M_s$  из экстраполяции  $H \rightarrow 0$  того участка зависимости  $(L/H) = f(H)$ , где кривая

вые 1, 2 и 3 сливаются. Затем, уточняли это значение  $M_s$  с помощью расчета зависимости  $L/H=f(H)$  по формуле (2). При уточнении значения  $M_s$  мы полагали, что экспериментальные и теоретические кривые должны совпадать в области полей, соответствующих однодоменному состоянию пленки. Для тех же образцов мы определяли  $M_s$  методом, предложенным в работе [3]. Авторы этой работы рекомендуют экстраполировать к  $L \rightarrow 0$  линейный участок зависимости  $(L/H)^2=f(L)$ . Однако практически для всех исследованных нами пленок зависимость  $(L/H)^2=f(L)$  представляла собой два линейных участка (см. рис. 2). Из сопоставления кривых рис. 1 и 2 легко установить, что однодоменному состоянию, для которого справедлив метод, соответствует линейный участок *bc*.

Проведенный нами анализ экспериментальных кривых  $L/H=f(H)$  и  $(L/H)^2=f(L)$  позволяет определить  $M_s$  пленок с ЦМД-структурой на торсионном магнитометре. Это особенно важно для тех случаев, когда для определения  $M_s$  нельзя воспользоваться магнитооптическим методом, например при очень малых (менее 1 мкм) размерах ЦМД или для пленок с жесткими доменами, когда теория Тилля [4] неприменима. Точность измерения  $M_s$  на торсионном магнитометре не хуже 10%.

Параметры пленок ферритов-гранатов состава  
 $Y_{3-x-y}Sm_yCa_xFe_{8-x}Ge_xO_{12}$

|  |            |      |            |           |           |             |
|--|------------|------|------------|-----------|-----------|-------------|
| $x$                                      | 0,96       | 1,05 | 1,25       | 1,50      | 1,55      | 1,60        |
| $y$                                      | 0,10       | 0,12 | 0,10       | 0,09      | 0,09      | 0,08        |
| $h$ , мкм                                | 6,5        | 10,0 | 20,0       | 12,3      | 7,3       | 10,5        |
| $M_s$ , Гс                               | 16<br>(17) | 4    | 11<br>(12) | 7<br>(20) | 6<br>(30) | 1,5<br>(25) |
| $K_u$ , $\frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}$ | 5100       | 7700 | 6800       | 2100      | 1100      | 500         |
| $H_0$ , Э                                | 120        | —    | 112        | 300       | 300       | 280         |
| $d$ , мкм                                | 9,3        | —    | 23         | 7,8       | 5,7       | 6,2         |
| $q$                                      | 3          | 90   | 8          | 7         | 6         | 20          |

Здесь  $h$  — толщина пленки,  $d$  — период доменной структуры,  $q = \frac{K_u}{2\pi M_s^2}$  — фактор качества. Остальные обозначения объясняются в тексте.

В таблице приведены измеренные нами на торсионном магнитометре параметры пленок ферритов-гранатов различного состава. Пленки с большим содержанием германия ( $x > 1$ ) имели жесткие ЦМД (большие поля коллапса), поэтому значения  $M_s$  для этих пленок, измеренных магнитооптическим методом, оказываются завышенными. Эти значения указаны в таблице в скобках.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Uchishiba H., Obokata T., Asama K. *Jap. J. Appl. Phys.*, 1977, 16, N 12, p. 2291. [2] Neugebauer C. A. *Phys. Rev.*, 1959, 16, N 6, p. 1441. [3] Miya-  
jima H., Sato K. *J. Appl. Phys.*, 1976, 47, N 10, p. 4669. [4] Thiele A. A. *Bell. Syst. Tech.*, 1969, 48, p. 3287.

Поступила в редакцию  
10.01.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 6

УДК 538.245

### МАГНИТНОЕ ПРЕВРАЩЕНИЕ ПОРЯДОК-БЕСПОРЯДОК В СИЛЬНО РАЗБАВЛЕННЫХ ФЕРРИТАХ-ШПИНЕЛЯХ

К. П. Белов, А. Н. Горяга, А. И. Кокорев

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

В настоящее время известно сравнительно мало экспериментальных работ по изучению намагниченности в районе температуры Кюри  $\Theta$  сильно разбавленных ферритов со структурой шпинели. Однако эти сведения необходимы для более глубокого понимания природы обменных взаимодействий. Особый интерес представляет исследование разбавленных ферритов, в которых наряду с упорядоченными спинами имеются и неупорядоченные. Такие соединения, которые, будучи однородными по объему образца, имеют две магнитные фазы, называются микромагнетиками.

В качестве объектов исследования были выбраны сильно разбавленные ферриты следующих составов:



в которых, согласно результатам мессбауэровских исследований [1—2], наряду с упорядоченными спинами имеются и неупорядоченные. Для сравнения нами был изучен также феррит состава  $\text{Ni}_{10,2}\text{Zn}_{0,8}\text{Fe}_2\text{O}_4$  (Ni—Zn), в котором, несмотря на большое количество в нем диамагнитного цинка, все магнитные ионы  $\text{Ni}^{2+}$  и  $\text{Fe}^{3+}$  являются обменно связанными [3].

Образцы разбавленных ферритов указанных выше составов были изготовлены нами по керамической технологии. Рентгенофазовый анализ показал однофазность образцов. Намагниченность измерялась баллистическим методом в полях до 10,5 кЭ, создаваемых электромагнитом.

В разбавленных ферромагнитных соединениях область магнитного превращения сильно размыта, и, следовательно, трудно с достаточной точностью определить температуру Кюри. Поэтому в данной работе для анализа характера магнитного превращения в разбавленных ферритах был применен метод «термодинамических коэффициентов», разработанный ранее [4]. В этой работе было установлено, что намагниченность ферромагнетиков  $\sigma$  вблизи температуры Кюри подчиняется уравнению

$$\alpha\sigma + \beta\sigma^3 = H, \quad (1)$$

где  $\sigma = \sigma_i + \sigma_s$  при  $T < \Theta$ ,  $\sigma = \sigma_i$  при  $T \geq \Theta$ ,  $\sigma_i$  — истинная намагниченность,  $\sigma_s$  — самопроизвольная намагниченность,  $\alpha$  и  $\beta$  — термодинамические коэффициенты. В области  $T < \Theta$  при  $H = 0$   $\sigma_i = 0$  и  $\sigma_s^2 = -\alpha/\beta$ . Уравнение (1) вытекает из общей термодинамической теории