

- [4] K o y a m a d a Y., Y o s h i k a w a S. - Rev. Elec. Commun. Lab., 1979, v. 27, p. 432-458.
- [5] H a r t m a n n C.S. et al. - Ultrason. Symp. Proc., 1985, p. 40-45.
- [6] Y a m a n o u c h i V., F u r u y a s h i k i H. - Ultrason. Symp. Proc., 1984, p. 68-71.
- [7] A u l d B.A. Acoustic Fields and Waves in Solid, v. II. New York: John Wiley, 1973. 414 p.
- [8] W r i g h t P.V. - Ultrason Symp. Proc., 1985, p. 58-63.

Поступило в Редакцию
25 января 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 16 26 августа 1988 г.

ПАРАМЕТРЫ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВИСМУТ-СОДЕРЖАЩИХ ПЛЕНОК ФЕРРИТ-ГРАНАТОВ

А.М. З ю з и н, А.В. А н т о н о в,
В.В. В а с и л ь е в, В.Ю. Г у с е в,
Ю.В. С т а р о с т и н

Поликристаллические висмут-содержащие пленки феррит-гранатов (ВС ПФГ) представляют интерес в качестве материала для магнитооптической записи [1]. В настоящей работе исследованы параметры поликристаллических пленок состава $Bi_xGd_{3-x}Al_yFe_{2-y}Al_zFe_{3-z}O_{12}$ (№ 1 - $x=1.5$; № 2 - $x=1.5$; № 3 - $x=2.0$; образцы несколько отличались по содержанию Al) и $Bi_xDy_{3-x}Ga_yFe_{2-y}Ga_zFe_{3-z}O_{12}$ (№ 4 - $x=0.95$). Все ВС ПФГ содержали только поликристаллическую гранатовую фазу со средним размером зерна 0.1...0.15 мкм, кроме пленки № 3, которая имела небольшое ($\sim 10\%$) количество фазы $BiFeO_3$.

Толщина пленок h измерена интерференционным методом в интервале длин волн $\lambda=0.4...0.8$ мкм. Для $\lambda=0.6...0.8$ мкм использованы значения коэффициента преломления n , найденные в работе [2] (рис. 1, кривые 1-3). По измеренным значениям h ($h_1=0.53\pm 0.04$ мкм; $h_3=0.64\pm 0.05$ мкм) и интерференционным максимумам нашли значения n в интервале $\lambda=0.4...0.6$ мкм (рис. 1, кривые 4, 5). Содержание висмута определяли методом рентгеновского микроанализа; в пределах ошибки измерения ($\pm 4\%$) результаты согласуются с данными по фарадеевскому вращению $F_\lambda=0.63$ мкм (см. таблицу, где представлены и другие параметры ВС ПФГ).

Значения коэрцитивной силы H_C , температуры Нееля T_N , температуры компенсации θ_C и эффективного поля анизотропии $H_A=H_K-4\pi M$

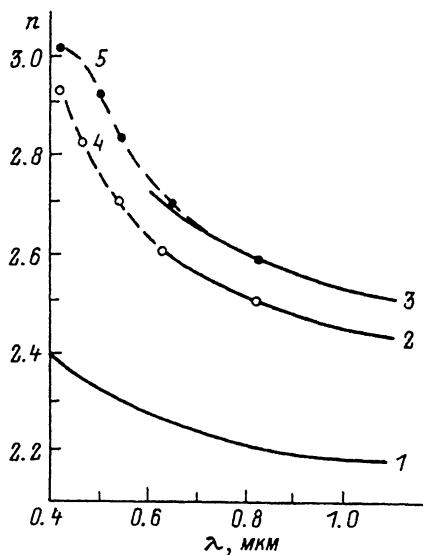


Рис. 1. Зависимость показателя преломления n от длины волны λ для ВС ПФГ системы $Bi_xGd_{3-x}(Al, Fe)_2O_{12}$ с $x = 0$ (1), 1.5 (2), 2 (3) [2]; 1.5 (пленка № 1) (4); 2 (№ 3) (5).

($H_K = 2K/M$, $4\pi M$ — намагниченность, k — константа одноосной анизотропии) измеряли магнитооптическим методом, а H_A и подвижность доменных границ μ_S также методом ФМР (рис. 2, кривые 1, 2). Значения $4\pi M$ рассчитывали по теории молекулярного поля для трех подрешеток [3]. Теоретические кривые сопоставляли с экспериментальными значениями T_N и θ_C для соответствующих составов, определяя та-

ким образом значения y , z и $4\pi M$ (рис. 2, кривая 3). Для пленок №№ 1-3 значения $y/(y+z) = 0.17 \pm 0.01$; для пленки № 4 $y/(y+z) = 0.1$.

Предполагается, что анизотропия поликристаллических пленок ферритгранатов определяется магнитоупругим механизмом [1]:

$$\kappa_S = -\frac{3}{2} \lambda \frac{Y}{1-\mu} (\alpha_f - \alpha_s)(T_A - T), \quad (1)$$

где λ_S — постоянная магнитострикции насыщения, Y — модуль Юнга ($2.06 \cdot 10^{12}$ дн/см²), μ — коэффициент Пуассона (0.29), α_f и α_s — температурные коэффициенты расширения пленки и подложки, T и T_A — температура измерения и отжига соответственно. Для наших пленок $\alpha_f \approx 7 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ и подложек гадолиний-галлиевого граната $\alpha_s \approx 5.4 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ [3]; $T_A = 650 \text{ } ^\circ\text{C}$ [1]. Значения постоянной магнитострикции были получены из линеаризованных зависимостей [3, 4]:

$$\lambda_S(T)_{GdBiAlIG} = \frac{\lambda_S BiIG x + \lambda_S GdIG (3-x)}{3} [1 - 0.6(y+z)] \frac{T_N - T}{T_N - T_f}, \quad (2)$$

$$\lambda_S(T)_{DyBiGIG} = \frac{\lambda_S BiIG x + \lambda_S DyIG (3-x)}{3} [1 - 0.6(y+z)] \frac{T_N - T}{T_N - T_f}. \quad (3)$$

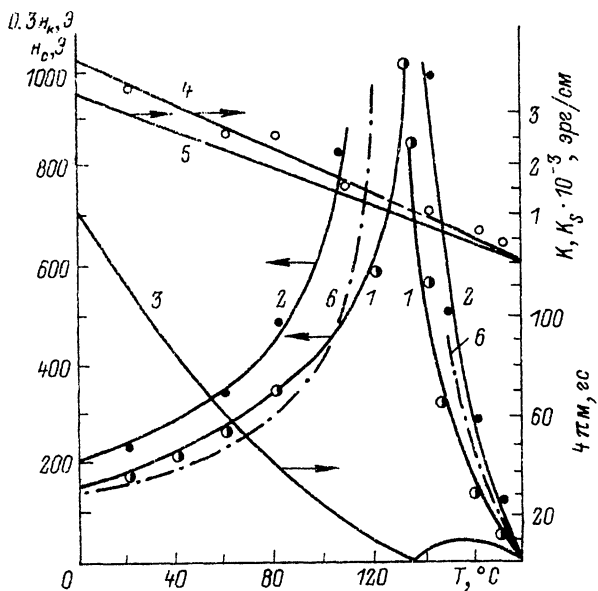


Рис. 2. Температурные зависимости коэрцитивной силы H_c (1 - эксперимент, 6 - расчет по формулам (1)-(3)), поля анизотропии H_k (2), намагниченности $4\pi M$ (3), констант анизотропии K (4) и K_s (5) (пленка № 1).

Параметры поликристаллических ВС ПФГ при комнатной температуре

Параметр	№ 1	№ 2	№ 3	№ 4	Ошибка
h , мкм	0.53	0.46	0.64	0.51	$\pm 7.5\%$
$F_{0.63}$, град/мкм	1.9	2.1	2.6	1.6	$\pm 5\%$
T_N , °C	180	197	190	228	$\pm 3^\circ$
θ_c , °C	133	12	-25	-80	$\pm 2^\circ$
H_A , Э	160	700	400	1100	$\pm 10\%$
H_c , Э	705	7550*	1350	2160	$\pm 5\%$
$4\pi M$, Гс	110	12	50	215	$\pm 10\%$
$K \cdot 10^{-3}$, эрг/см ³	3.55	3.6*	2.78	20.3	$\pm 15\%$
$\lambda_s \cdot 10^6$	-0.62	-0.79	-0.67	-437	$\pm 10\%$
$K_s \cdot 10^{-3}$, эрг/см ³	2.94	3.5	3.2	19	$\pm 25\%$
μ_s , м/с Э	17	...	20	0.36	$\pm 15\%$

* Экстраполировано из температурной зависимости.

где T_r — комнатная температура (20°C), $\lambda_{SgdIG} = -1.7 \cdot 10^{-6}$; $\lambda_{SDyIG} = -8.3 \cdot 10^{-6}$; $\lambda_{SbiIG} = -2.7 \cdot 10^{-6}$; IG — феррит-гранат. Сравнивая значения K и K_s (рис. 2, кривые 4, 5 и табл. 1), заключаем, что они находятся в удовлетворительном соответствии.

Предположим, что H_c ВС ПФГ также обусловлена магнитоупругостью (это подтверждается тем, что при снятии пленок с подложек H_c падает до $\lesssim 10$ Э):

$$H_c = b (K_s / 4\pi M), \quad (4)$$

где b — коэффициент, зависящий, по-видимому, от толщины и структуры пленки. Сравнение экспериментальных (рис. 2, кривая 1) и рассчитанных по формуле (4) значений H_c (кривая 6) показывает, что соответствие имеет место; при этом коэффициент $b = 0.236$ оказывается приемлемым и для других пленок системы $(Bi, Gd)_3(Al, Fe)_5O_{12}$. Однако различие все же велико, а для системы $(Bi, Dy)_3(Ga, Fe)_5O_{12}$ коэффициент b на порядок больше, чтобы ограничиться столь грубой моделью. Соотношение (4) полезно для оценок при разработке новых составов.

Петли гистерезиса ВС ПФГ исследованных составов имеют прямоугольную форму (остаточная намагниченность практически равна $4\pi M$, поле трогания более $0.9 H_c$), если $h = 0.1 \dots 0.46$ мкм. В интервале $h = 0.1 \dots 0.8$ мкм $H_c \sim h^m$, где $m = -0.5$ для пленок типа № 2 и $m = -1.2$ для пленок типа № 3. Для $h < 0.1$ мкм H_c резко падает и вектор намагниченности отклоняется от нормали к плоскости, что связано с переходом от поликристаллической к дендритной структуре.

Подвижность μ_s в случае $T_r > \theta_c$ линейно возрастает с повышением T ; для пленки № 2 от ≈ 0 вблизи T_r и θ_c до 50 м/с·Э при $T = 170^\circ\text{C}$; для пленки № 4 — от 0.36 до 0.6 м/с·Э соответственно. В отличие от случая монокристаллических пленок близких составов спин-волновой спектр не наблюдается, линии ФМР широкие ($10^2 \dots 10^3$ Э), хотя фактор Ландау-Лифшица тот же ($\lambda \lesssim 0.5 \cdot 10^{-7}$ Э

Л и т е р а т у р а

- [1] M u z i n o J., G o m i M. — IEEE Trans. Magn., 1986. v. MAG-22, N 5, p. 1236-1238.
- [2] H i b i y a T., O k a d a O., M a z u m o t o T. — J. Appl. Phys., 1985, v. 58, N 1, p. 510-512.
- [3] L a n d o l t-B ö r u s t e i n. Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology. Group III, v. 12, parta Garnets and perovskites. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1978, 376 p.

[4] Hansen P, Witter K., Tolusdorf W. - Phys. Rev. B., 1983, v. 27 (II), p. 6608-6625.

Поступило в Редакцию
17 мая 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 16

26 августа 1988 г.

КОАКСИАЛЬНЫЙ ЛАЗЕР С МАГНИТНОЙ СТАБИЛИЗАЦИЕЙ РАЗРЯДА

В.С. Голубев, Ю.Н. Кривенко,
П.Г. Леонов, В.Б. Флеров

В традиционных схемах CO_2 -лазеров с диффузионным способом охлаждения активной среды величина удельного энергосъема с единицы конструктивной длины реально ограничена на уровне 50–70 Вт/м, что препятствует созданию простых и компактных лазерных систем средней мощности. Единственным способом повышения удельных показателей лазеров этого класса является создание конструкций газоразрядной камеры (ГРК) с малыми линейными размерами поперечного сечения активной среды при большом ее полном объеме. Одним из наиболее эффективных решений такого типа, наряду с многолучевыми системами [1], могут служить коаксиальные лазеры, в которых при достаточно малом зазоре h между внешней и внутренней поверхностями коаксиальной ГРК достигается значительное увеличение удельного энергосъема [2, 3].

Первая проблема, возникающая при создании коаксиальных лазерных систем, заключается в обеспечении однородного возбуждения активной среды в коаксиальном зазоре. Ранее использовалась стабилизация продольного разряда постоянного тока посредством вспомогательного импульсно-периодического разряда [2], накачка в поперечном высокочастотном разряде [4].

Нами был реализован новый способ организации разряда в коаксиальном зазоре, основанный на стабилизации продольного разряда постоянного тока внешним радиальным пространственно-периодическим знакопеременным (вдоль оси коаксиала) магнитным полем (рис. 1). Эффект стабилизации достигается тем, что возникающая в результате взаимодействия продольного тока j_z и радиального магнитного поля B_r Амперова сила $j \times B$ вызывает азимутальное движение плазмы разряда, что, в силу знакопеременности B_r и при соответствующем выборе величины и геометрии магнитного поля, делает невозможным существование в разряде сколько-нибудь протяженных неоднородностей. При достаточно большой величине зазора h под действием силы $j \times B$ возникает азимутальное дви-