

# ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ДИСПЕРСИОННЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В ФЕРРИТОВЫХ ПЛЕНКАХ

Г.Г. Бондаренко<sup>1,2</sup>, В.В. Шагаев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>) ГНУ «НИИ перспективных материалов и технологий Московского государственного института электроники и математики (технического университета)»,

115054, Москва, ул. Малая Пионерская, 12, тел. +7(495)235-57-13; e-mail: [niipmt@cea.ru](mailto:niipmt@cea.ru)

<sup>2</sup>) Московский государственный институт электроники и математики (технический университет), 109028, Москва, Большой Трёхсвятительский пер., 3/12, тел. +7(495)235-11-41

Исследованы температурные изменения дисперсионных зависимостей магнитоэлектрических волн в ферритовых пленках с кубической анизотропией. Получены аналитические выражения для температурных коэффициентов частот. Проанализированы условия термостабильности частот в пленках различных кристаллографических ориентаций.

## Введение

В устройствах сверхвысокочастотного диапазона на основе магнитоэлектрических волн (МСВ) широко используются структуры с ферритовыми пленками (ФП) [1-3]. Температурные изменения частот в МСВ-устройствах определяются температурными зависимостями намагниченности насыщения и полей кристаллографической анизотропии ФП [4]. Методом, повышающим термостабильность характеристик МСВ-устройств, является расположение ФП в поле подмагничивания под определенным углом [5,6]. При этом достигается нулевое значение температурного коэффициента частоты (ТКЧ). Теоретические основы этого метода детально разработаны для изотропной модели пленки [7].

В данной работе исследуются температурные изменения дисперсионных зависимостей безобъемных МСВ в ФП с кубической анизотропией. Основное внимание уделено исследованию зависимости ТКЧ от кристаллографической ориентации вектора намагниченности и анализу условий термостабильности частот.

## Основная часть

Дисперсионные уравнения (ДУ) МСВ в безобъемном приближении выводятся из уравнений магнитоэлектрики с учётом электродинамических граничных условий на поверхности пленки [8]. В результате стандартных расчётов получаются ДУ двух видов.

При любом угле  $\theta$  наклона к пленке вектора намагниченности  $\vec{M}$  в пленке могут распространяться объёмные МСВ (ОМСВ). ДУ для них имеют вид(1):

$$kd = \frac{f^2 - f_i^2}{f^2 - f_t^2} \times \left\{ \text{Larctg} \left[ \frac{2[(f^2 - f_i^2)(f^2 - f_t^2)]}{f_i^2 + f_t^2 + f_m^2 - 2f^2} \right] + Lp + \frac{\pi}{2}(1-L) + \pi n \right\} \equiv U_v(f, f_i, f_t, f_m)$$

где

$$f_i^2 = g^2 [H_z + M(N_{xx} - N_{zz} - 4\pi \sin^2 \theta) + 4\pi M \cos^2 \theta] \times [H_z + M(N_{yy} - N_{zz} - 4\pi \sin^2 \theta)]$$

$$f_t^2 = g^2 [H_z + M(N_{xx} - N_{zz} - 4\pi \sin^2 \theta)] \times$$

$$\times [H_z + M(N_{yy} - N_{zz} - 4\pi \sin^2 \theta) + 4\pi M]$$

$$f_m = 4\pi M g \cos \theta$$

$d$  - толщина ФП;  $f$  - частота волновой моды с номером  $n=0,1,\dots$ ;  $g = 2,8$  МГц/Э - гиромангнитное отношение;  $L = 1$ , если  $f_t > f_i$  (прямые ОМСВ), и  $L = -1$ , если  $f_t < f_i$  (обратные ОМСВ);  $p=0$ , если  $2f^2 \leq f_i^2 + f_t^2 + f_m^2$  и  $p=\pi$  при обратном неравенстве. У функции  $\text{arctg}$  используется непрерывная ветвь с диапазоном значений от  $(-\pi/2)$  до  $\pi/2$ . Частоты ОМСВ лежат в интервале между  $f_i$  и  $f_t$ . Частота  $f = f_i$  соответствует однородному ферромагнитному резонансу (ФМР).

Поверхностные МСВ (ПМСВ) существуют при выполнении условия  $f_m^2 > |f_t^2 - f_i^2|$ . Дисперсионное уравнение ПМСВ имеет вид (2):

$$kd = \frac{1}{2} \frac{f^2 - f_i^2}{f^2 - f_t^2} \times \left\{ 1 + \frac{4[(f^2 - f_i^2)(f^2 - f_t^2)]^{1/2}}{f_m^2 - [(f^2 - f_i^2)^{1/2} + (f^2 - f_t^2)^{1/2}]^2} \right\} \equiv U_s(f, f_i, f_t, f_m)$$

Если  $f_t > f_i$ , то дисперсионная кривая основной моды прямой ОМСВ плавно переходит в дисперсионную кривую ПМСВ на частоте  $f_i$  и при значении волнового вектора  $kd = 2(f_t^2 - f_i^2)/(f_m^2 - f_t^2 + f_i^2)$ .

Для частоты  $f$ , соответствующей заданному значению волнового вектора, ТКЧ определяется как  $\alpha = (1/f)(df/dT)$ . Расчёт  $\alpha$  можно вести по формуле, вытекающей из ДУ(3):

$$\alpha_j = -\frac{1}{f^2(\partial U_j / \partial f^2)} \times \left( \frac{\partial U_j}{\partial f_i^2} \frac{df_i^2}{dT} + \frac{\partial U_j}{\partial f_t^2} \frac{df_t^2}{dT} + \frac{\partial U_j}{\partial f_m^2} \frac{df_m^2}{dT} \right)$$

Здесь  $j = v, s$  для ОМСВ и ПМСВ соответственно. Аргументы у функции  $U_j$  для краткости записи не указаны. Частные производные от  $U_j$  вычисляются из явных зависимостей (1) и (2).

Аналитические выражения для температурных производных получаются путём дифференцирования соотношений (1). Подстановка выражений для производных в формулу для  $\alpha_j$  дает явные зависимости ТКЧ от частоты МСВ, параметров поля и плёнки. Отметим также, что зависимость ТКЧ от  $kd$  задаётся в параметрическом виде через параметр  $f$  и ДУ, связывающие  $kd$  и  $f$ . Численное исследование ТКЧ проведено на основе аналитических выражений, полученных описанным выше способом.

Поскольку производные по  $T$  в формуле (3) выражаются через производные от намагниченности насыщения и полей анизотропии, выражение для  $\alpha_j$  может быть преобразовано к виду (4):

$$\alpha_j = A_j \frac{d(4\pi M)}{dT} + B_j \frac{dH_c}{dT} + B_j \frac{dH_u}{dT}$$

В этой формуле вклады в ТКЧ температурных изменений магнитных параметров пленки представлены отдельными слагаемыми. Ниже приведены результаты численного исследования зависимостей от углов  $\theta$  и  $(\theta-\delta)$  как всего выражения для  $\alpha_j$ , так и отдельных слагаемых в (4). При расчёте использованы следующие значения параметров ФП:  $4\pi M = 1750$  Гс;  $H_c = -42$  Э;  $H_u = 0$ ;  $d(4\pi M)/dT = -4.15$  Гс/°С;  $dH_c/dT = 0.46$  Э/°С;  $dH_u/dT = 0$ . К этим значениям наиболее близки параметры широко используемых в МСВ-устройствах плёнок железоиттриевого граната (ЖИГ)  $Y_3Fe_5O_{12}$  (при комнатных температурах) [4].

Рассмотрим некоторые особенности слагаемых в (4) на примере длинноволновой границы спектра МСВ ( $kd=0$ ,  $f = f_l$ ). На рис. 1 изображены рассчитанные зависимости от  $\theta$  первых двух слагаемых. При расчете полагали  $f = 3$  ГГц, а угловые переменные имели значения  $\gamma = 0$  и  $\delta = 0$ ,  $\pi/4$ ,  $\arctg(0.5)$ ;  $\gamma = \pi/4$  и  $\delta = \arcsin(1/3^{1/2})$  (соответствующие этим углам ориентации поверхностей пленки будут (100), (101), (201) и (111)). Использовали значения параметра  $H_z$ , рассчитанные из выражения для  $f_l$  (1) после подстановки заданных значений  $f_l$  и  $\theta, \gamma, \delta$ .

Анализ показал, что вклад в ТКЧ температурных изменений намагниченности насыщения слабо зависит от кристаллографической ориентации вектора намагниченности. Соответствующие первому слагаемому в (4) кривые на рис. 1 имеют вид, характерный для угловой зависимости ТКЧ в изотропной плёнке. Вклад в ТКЧ температурных изменений поля кубической анизотропии существенно зависит от кристаллографической ориентации вектора  $\vec{M}$ . Соответствующие этому вкладу кривые на рис. 1 имеют экстремумы,

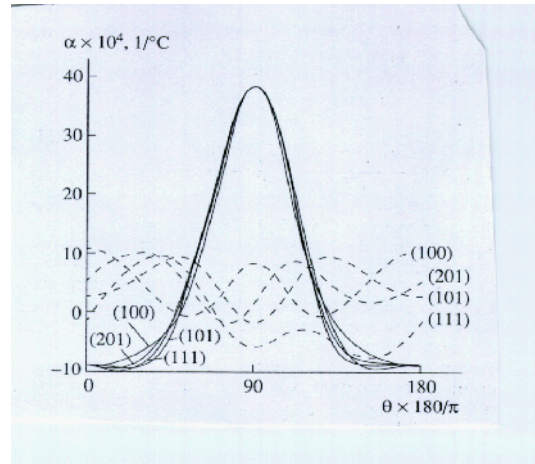


Рис.1. Угловые зависимости вкладов температурных изменений намагниченности насыщения (сплошные кривые) и поля кубической анизотропии (штриховые кривые) в температурный коэффициент частоты. Значения углов  $\delta$  и  $\gamma$ , использованные при расчете, соответствуют кристаллографическим ориентациям пленки, приведенным в обозначениях кривых

расположенные вблизи осей симметрии кубического кристалла. Причем вблизи осей четвертого порядка расположены максимумы, а вблизи осей третьего порядка - минимумы. Задачу о термостабилизации частот МСВ в анизотропной плёнке

должны решать с учётом ориентации вектора  $\vec{M}$  относительно осей кристалла. В рассматриваемой модели условие термостабильности частоты  $f$  при заданном значении волнового вектора  $k$  задаётся системой из двух уравнений с двумя неизвестными переменными  $\theta$  и  $H_z$  (5):

$$\begin{cases} \Phi_j(f, H_z, \theta, \theta - \delta) = kd, \\ \alpha_j(f, H_z, \theta, \theta - \delta) = 0. \end{cases}$$

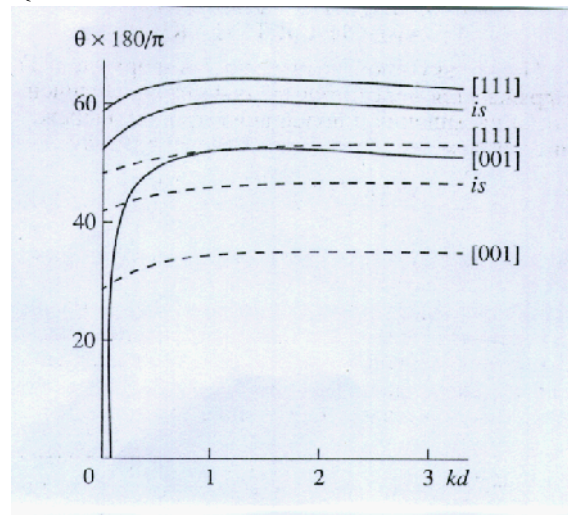


Рис.2. Зависимость от  $kd$  углов термостабильности для изотропной пленки (is) и пленки с кубической анизотропией на частотах 3 ГГц (сплошные кривые) и 10 ГГц (штриховые кривые)

Первое уравнение представляет собой ДУ, полученное из выражения (1) ( $j = v$ ) либо (1) ( $j = s$ )

после подстановок  $f_l, f_t, f_m$ . Аналогичные подстановки сделаны в формулах для ТКЧ во втором уравнении, выражающем условие термостабильности частоты.

Система (5) приводит к взаимной зависимости углов  $\theta$  и  $\delta$ . При этом, согласно замечанию, сделанному при анализе угловой зависимости ТКЧ, минимальное значение угла термостабильности между плёнкой и внешним полем будут достигаться вблизи направления  $\vec{M} \parallel [001]$ , а максимальное - вблизи направления  $\vec{M} \parallel [111]$ . Оба экстремальных значения могут быть определены из системы (5) после подстановки значений

$$(\theta - \delta) = 0 \quad \text{для} \quad \vec{M} \parallel [001] \quad \text{и} \\ (\theta - \delta) = \arccos(1/3^{1/2}) \quad \text{для} \quad \vec{M} \parallel [111].$$

На рис. 2 в качестве примера изображены зависимости экстремальных углов  $\theta$  от  $kd$ , рассчитанные из системы (5). При расчёте использовали дисперсионную зависимость, соответствующую ПМСВ и основной моде ОМСВ. Рассматривали частоты  $f = 3$  и  $10$  ГГц. Интервалы углов термостабильности  $\theta$  для заданного значения  $f$  расположены между кривыми  $\theta_{[001]}(kd)$  и  $\theta_{[111]}(kd)$  (индекс указывает на кристаллографическую ориентацию  $\vec{M}$ ). Отметим, что зависимость  $\theta_{[001]}(kd)$  для  $f = 3$  ГГц расположена за пределами интервала  $0 \leq kd \leq 0.08$ . Анализ показывает, что для значений  $kd$  из этого интервала и при условии параллельности вектора намагниченности и оси симметрии четвёртого порядка ТКЧ будут положительными для всех значений  $\theta$ . Для сравнения приведены кривые  $\theta_{is}(kd)$  для изотропной плёнки ( $H_c = 0, dH_c/dT = 0$ ). В этом случае каждому значению  $kd$  соответствует одно значение угла  $\theta$ .

## INVESTIGATION OF TEMPERATURE CHANGES OF DISPERSIVE DEPENDENCES FOR MAGNETOSTATIC WAVES IN FERRITE FILMS

G.G.Bondarenko<sup>1,2</sup>, V.V.Shagaev<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Research Institute of Advanced Materials and Technologies of Moscow State Institute of Electronics and Mathematics (Technical University),

115054, Moscow, Malaya Pionerskaya, 12, tel. +7(495)2355713, E-mail: [niipmt@cea.ru](mailto:niipmt@cea.ru)

<sup>2</sup>Moscow State Institute of Electronics and Mathematics (Technical University), 109028, Moscow, B. Trekhsvyatutelskiy side-st., 3/12, tel. +7(495)2351141

It have been investigated temperature changes of dispersive dependences for magnetostatic waves in ferrite films with cubic anisotropy. Analytical expressions for temperature coefficients of frequencies are received. Conditions of thermal stability of frequencies in films with various crystallographic orientations are analysed.

Отметим также, что кристаллографическая ориентация плёнки в рассматриваемой модели задаётся углом  $\delta$ . Учитывая связь между углами  $\theta$  и  $\delta$  при условиях  $\vec{M} \parallel [001]$  и  $\vec{M} \parallel [111]$ , найдём, что экстремальным значениям угла термостабильности  $\theta$  соответствуют следующие значения угла  $\delta$ :

$$\delta_{[001]}(kd) = \theta_{[001]}(kd) \quad \text{и} \\ \delta_{[111]}(kd) = \left[ \theta_{[111]}(kd) - \arccos(1/3^{1/2}) \right].$$

А из зависимостей, изображённых на рис. 2, следует, что  $\delta_{[001]}(kd) \neq \delta_{[111]}(kd)$ .

### Заключение

В работе показано, что экстремальные значения угла термостабильности  $\theta$  достигаются в плёнках различных кристаллографических ориентаций. При этом рассмотренная модель не налагает ограничений на величину поля анизотропии и температурные производные магнитных параметров. Поэтому полученные соотношения могут быть использованы для анализа ТКЧ как в слабо, так и в сильноанизотропных плёнках.

### Список литературы

1. Бондаренко Г.Г., Шагаев В.В. //Перспективные материалы. – 2006. – 2. – С.26.
2. Hartermann P. // IEEE Trans. - 1984. - MAG-20. - 5. – P.1272.
3. Вапне Г.М. // Обзоры по электронной технике. - Сер1. Электроника СВЧ. - 1984. – 8. P.1060.
4. Яковлев Ю.М. Генделев С.Ш. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. - М.: Сов. радио, 1975.
5. Бондаренко Г.Г., Шагаев В.В. //Перспективные материалы. – 2000. – 5. – С.33.
6. Фетисов Ю.К. // Журнал технической физики. - 1987. - 57. - 2. - С. 2393.
7. Славин А.Н., Фетисов Ю.К. // Журнал технической физики. - 1988. - 58. - 11. - С. 2210.
8. Берегов А.С. // Известия вузов. Радиоэлектроника. - 1984. - 27. - 10. - С.9.