

УДК 538.975

**ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОВЕРХНОСТНОЙ
МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В СИСТЕМЕ ПЛЁНКА
ЖЕЛЕЗОИТТРИЕВОГО ГРАНАТА-РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫЙ МАГНИТ**

В.В. Шагаев, Тун Тун Лин

**Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Калужский
филиал**

Статья получена 23 ноября 2014 г.

Аннотация. Определены условия термостабилизации частот поверхностной магнитостатической волны с учётом температурной зависимости поля подмагничивания и магнитных параметров ферритовой плёнки. Приведены результаты экспериментальных исследований, в которых был использован постоянный магнит с положительным температурным коэффициентом спонтанной намагниченности. Установлено, что термокомпенсирующее влияние поля магнитной анизотропии ферритовой пленки и поля постоянного магнита существенно повышают значения термостабильных частот поверхностной волны.

Ключевые слова: магнитостатическая волна, ферриты, железоиттриевый гранат, магнитная анизотропия, намагниченность, температурный коэффициент частоты.

Abstract: Conditions of thermostabilization of the surface magnetostatic wave frequencies taking into account the temperature dependence of the magnetic bias field and the magnetic parameters of the ferrite films are defined. The results of experimental research in which a permanent magnet with a positive temperature coefficient of spontaneous magnetization was used are given. It is established that the thermocompensating influence of a magnetic anisotropy field of a ferrite film and a field of a permanent magnet substantially increase the value of the surface wave thermostable frequencies.

Key words: magnetostatic wave, ferrites, yttrium iron garnet, magnetic anisotropy, magnetization, temperature coefficient of frequency.

Введение

Приборы на основе магнитоэлектрических волн (МЭВ) успешно используются для обработки сверхвысокочастотных сигналов [1]. Существенным недостатком таких приборов является сильная зависимость их характеристик от температуры.

Один из способов обеспечения температурной стабильности основан на использовании температурной зависимости намагничивающего поля [2]. Для реализации такого способа необходима специальная конструкция магнитной системы со встроенной системой термостабилизации.

Однако наиболее эффективными являются способы, не приводящие к усложнению устройств и к увеличению их габаритов, а основанные на свойствах используемых материалов. В настоящей статье изложены результаты исследований по термостабилизации частот из спектра поверхностной МЭВ (ПМЭВ) в системе пленка феррита – постоянный магнит.

1. Теоретический анализ

Рассмотрим требования к параметрам пленки и магнита, вытекающие из условия термостабильности частоты ПМЭВ с заданным значением волнового числа:

$$\frac{df}{dT} = 0. \quad (1)$$

Производная может быть рассчитана из закона дисперсии ПМЭВ. При этом температурной зависимостью обладают следующие параметры, входящие в дисперсионное уравнение: намагниченность насыщения и параметры поля магнитной анизотропии феррита, а также напряжённость поля постоянного магнита. В данной статье исследованы плёнки кубических ферритов. Анизотропная составляющая производной df/dT в таких плёнках принимает экстремальные значения при намагничивании вдоль кристаллографических осей типа $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ [3]. Кроме того, в эпитаксиальных плёнках необходимо учитывать два вида магнитной анизотропии – одноосную и

кристаллографическую. Для плёнок с небольшим полем нормальной одноосной анизотропии и намагниченных вдоль осей типа $\langle 100 \rangle$ или $\langle 111 \rangle$ дисперсионное уравнение ПМСВ имеет вид [4]:

$$\left(\frac{f}{g}\right)^2 = H_{in}(H_{in} + 4\pi M_{eff}) + \left(\frac{4\pi M_{eff}}{2}\right)^2 [1 - \exp(-2kd)] + 4\pi M_0 H_u P(kd), \quad (2)$$

где $g = 2.8$ МГц/Э – гиромагнитное отношение; $H_{in} = H_e + nH_c$; H_e – напряжённость поля постоянного магнита; n – параметр, определяемый ориентацией вектора намагниченности ферритовой плёнки, причём, $n_{\langle 111 \rangle} = -4/3$ и $n_{\langle 100 \rangle} = 2$; H_c – поле магнитной кубической анизотропии; H_u – поле одноосной магнитной анизотропии; $4\pi M_0$ – намагниченность насыщения ферритовой пленки; $4\pi M_{eff} = (4\pi M_0 - H_u)$ – эффективная намагниченность; k – волновое число ПМСВ, d – толщина пленки. Функция $P(kd)$ задана выражением:

$$P(kd) = \frac{\exp(-2kd)}{2} \left[\frac{2kd}{1 - \exp(-2kd)} - 1 \right].$$

Используя уравнение (2) для подстановки в (1), получим после простых расчётов и преобразований:

$$\begin{aligned} \frac{dH_e}{dT} = & -\frac{1}{2} \left[1 - \frac{4\pi M_{eff} \exp(-2kd)}{4\pi M_{eff} + 2H_{in}} \right] \frac{d(4\pi M_{eff})}{dT} - n \frac{dH_c}{dT} - \\ & - \frac{P(kd)}{4\pi M_{eff} + 2H_{in}} \frac{d(4\pi M_0 H_u)}{dT}. \end{aligned} \quad (3)$$

Для граничных частот спектра ПМСВ со значениями $kd = 0$ и $kd = \infty$ последнее слагаемое можно не учитывать, так как $P(0) = P(\infty) = 0$.

На рис. 1 приведены зависимости, рассчитанные из формулы (3). Значения магнитных параметров соответствовали плёнкам железоиттриевого граната (ЖИГ) при $T = 293$ К: $4\pi M_{eff} \approx 1750$ Гс, $H_c \approx -42$ Э, $dH_c/dT \approx -0.1 d(4\pi M_{eff})/dT$. Кроме того, расчёт был выполнен и для изотропной плёнки, у которой $H_c(T) = 0$. Области между графиками, объединёнными в пару, определяют значения параметров H_e и dH_e/dT , для

которых в спектре ПМСВ будут существовать частоты с нулевым значением температурного коэффициента. Необходимо также отметить, что поле должно намагничивать плёнку до насыщения, так что на практике используют намагничивающие поля, напряжённости которых оцениваются неравенством $H_e/4\pi M_{eff} > 0.1...0.2$.

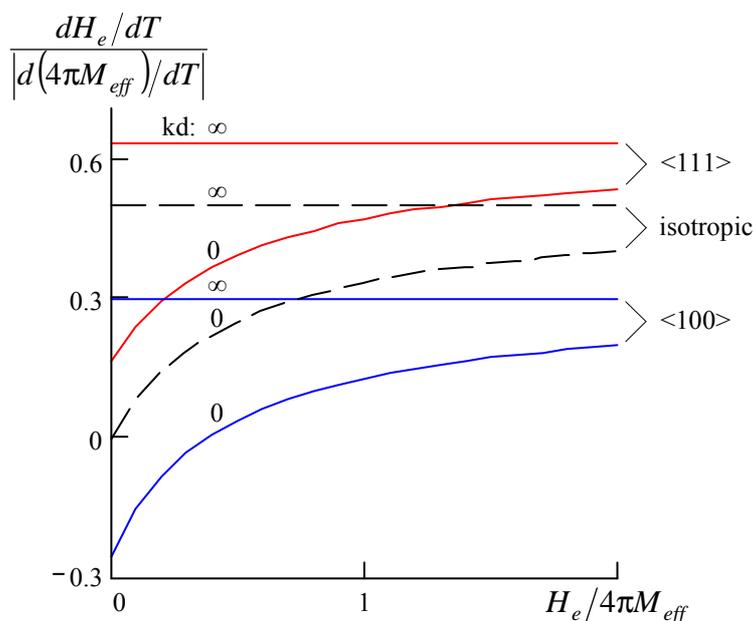


Рис. 1. Диаграммы параметров поля подмагничивания, рассчитанные из условий термостабильности граничных частот спектра ПМСВ

Из рисунка следует, что в изотропной плёнке допустимые значения производной dH_e/dT должны быть положительными. Использование отрицательных значений dH_e/dT возможно лишь в анизотропной плёнке, намагниченной вдоль оси типа <100> и при малых значениях $H_e/4\pi M_{eff}$ (оценка по нижнему графику даёт значения $H_e/4\pi M_{eff} < 0.4$). Таким образом, наиболее востребованными для термостабилизации будут постоянные магниты с положительными температурными коэффициентами спонтанной намагниченности.

2. Экспериментальные результаты

Поиск магнитов с необходимыми свойствами был сосредоточен на сплавах R-T-B (R = редкоземельные и T = 3d переходные металлы, B = бор) [5].

Особенности температурной зависимости спонтанной намагниченности соединений Fe и Co с тяжелыми редкоземельными металлами (ТРЗМ) обусловлены, с одной стороны, ферромагнитной природой магнитного упорядочения, а с другой – разными температурными коэффициентами намагниченностей подрешёток атомов ТРЗМ и атомов переходных металлов. В результате, температурная зависимость намагниченности может иметь немонотонный характер с протяженной областью возрастания. Для экспериментальных исследований были изготовлены магниты из сплавов $(\text{NdDyTbHoGd})(\text{FeCo})\text{B}$.

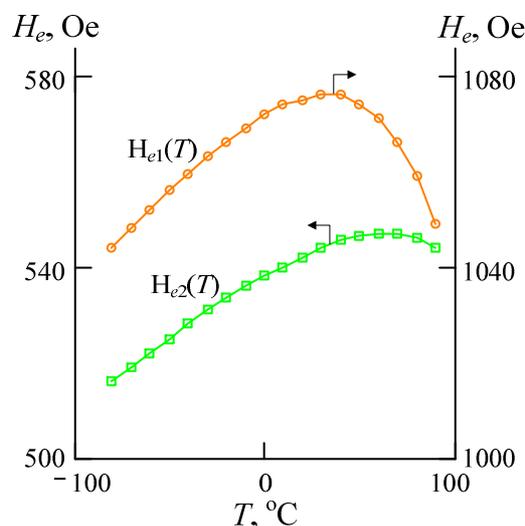


Рис. 2. Температурные зависимости напряженностей полей постоянных магнитов из сплавов R-T-B

На рис. 2 в качестве примера приведены температурные зависимости напряженностей магнитных полей таких магнитов, измеренные с помощью датчика Холла.

На возрастающих участках зависимостей $H_e(T)$ значения параметров H_e и dH_e/dT попадают в область термостабилизирующих значений для направления $\langle 100 \rangle$. Данная особенность приводит к постановке проблемы выбора оптимальной кристаллографической ориентации плёнки. Наиболее часто в исследованиях и в МСВ-приборах используют плёнки, выращенные в плоскости $\{111\}$. Характеристики ПМСВ в плоскости $\{111\}$ наиболее близки к

изотропной модели. Анизотропная модель с касательными осями типа $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ соответствует плёнкам, ориентированным вдоль кристаллографической плоскости типа $\{110\}$. В случае, если $(df/dT)_{\langle 100 \rangle} > 0$ и $(df/dT)_{\langle 111 \rangle} < 0$, «настройки на термостабильность» в таких плёнках сводится к выбору подходящего касательного направления.

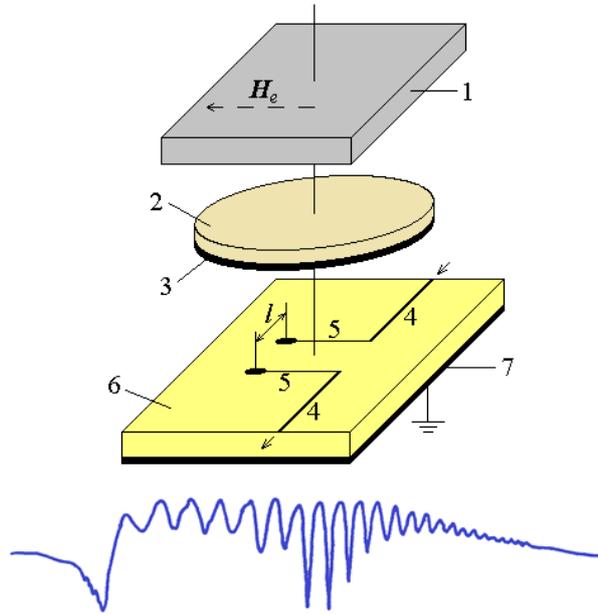


Рис. 3. Измерительная ячейка и АЧХ сигнала передачи. 1 – постоянный магнит из сплава R-T-B; 2 – подложка $Gd_3Ga_5O_{12}$; 3 – пленка $Y_3Fe_5O_{12}$; 4 – полосковая линия; 5 – микрополосковые преобразователи; 6 – поликоровая плата; 7 – металлизированная плоскость

На рис. 3 изображена использованная в экспериментальных исследованиях измерительная ячейка. Возбуждение и прием ПМСВ осуществлялись микрополосковыми преобразователями шириной 30 мкм, длиной 5 мм и расстоянием между ними 2.5 мм. Преобразователи были расположены на одной из сторон поликоровой пластины толщиной 1 мм. Другая сторона была металлизирована и с ней через сквозные отверстия соединялись замыкающие концы преобразователей. Гранатовая структура накладывалась на микрополоски и зажималась между поликоровой платой и постоянным магнитом из сплава R-T-B. Прижимное устройство обеспечивало возможность поворота гранатовой структуры при фиксированных положениях магнита и микрополоскового узла. С помощью такого поворота осуществлялось изменение ориентации поля магнита относительно кристаллографических осей,

касательных к плёнки.

Регистрировалась амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) сигнала, прошедшего через измерительную ячейку. Передающий преобразователь возбуждал не только ПМСВ, но и электромагнитную наводку. Сложение обоих сигналов на приёмном преобразователе и последующее детектирование приводило к появлению на АЧХ интерференционной картины. Анализ интерференции показывает, что значения волнового вектора ПМСВ на соседних максимумах отличаются на $\Delta k = 2\pi/l$, где $l = 2.5$ мм – расстояние между преобразователями.

При повороте гранатовой структуры на АЧХ наблюдалось смещение спектра по частоте. Направления намагничивания вдоль осей $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ выставлялись соответственно по минимуму и максимуму угловой зависимости частот.

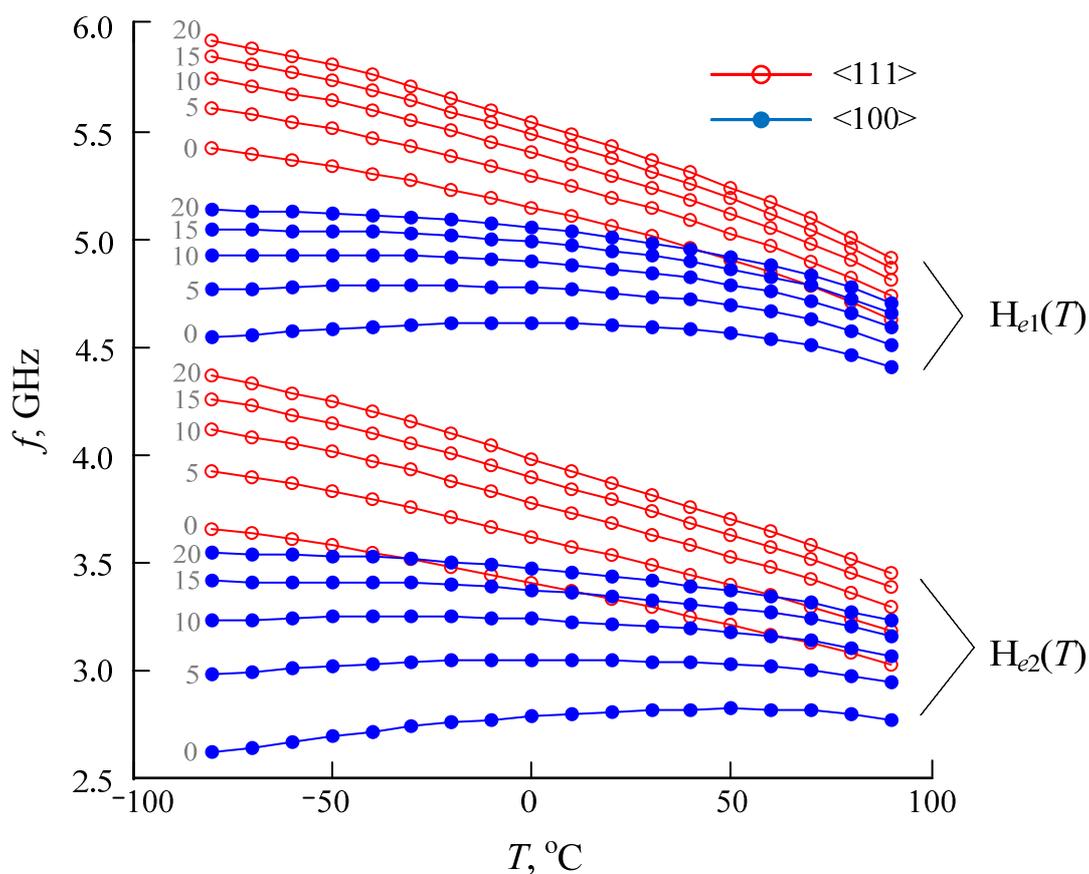


Рис. 4. Температурные зависимости частот спектра ПМСВ в плёнке ЖИГ {110} толщиной 10.6 мкм

Температурный режим задавался либо охлаждением измерительной

ячейки в парах азота, либо её нагревом с помощью плоского термоэлемента. Снималась температурная зависимость частот интерференционных максимумов. На рис. 4 изображены измеренные зависимости. Номера максимумов АЧХ указаны слева от кривых.

Экспериментальные данные демонстрируют степень влияния обоих термокомпенсирующих факторов на характер температурной зависимости частот ПМСВ.

Из представленных результатов следует, что термостабильные участки с $df/dT = 0$ имеются только у зависимостей, снятых при намагничивании вдоль оси типа $\langle 100 \rangle$. При намагничивании вдоль оси $\langle 111 \rangle$ все зависимости $f(T)$ монотонно убывают. Компенсирующие изменения поля постоянного магнита в этой ориентации слабо влияют на значения производной df/dT .

Анализ показывает, что термостабильность частот в длинноволновой части спектра ПМСВ в поле $H_e < 650 \text{ Э}$ и с ориентацией намагниченности вдоль оси $\langle 100 \rangle$ может быть достигнута и без компенсирующей температурной зависимости поля подмагничивания [6]. Значения частот в этом случае не превосходят 3.2 ГГц. Наличие же дополнительной термокомпенсации позволяет повысить значения частот с нулевым температурным коэффициентом. Как видно из рис. 4, в поле $H_{e1}(T)$ одна из зависимостей имеет при комнатной температуре нулевой температурный коэффициент и частоту $f \approx 4.6 \text{ ГГц}$.

Выводы

Исследован метод термостабилизации частот ПМСВ, основанный на суммировании термокомпенсаций поля магнитной анизотропии феррита и поля подмагничивания. Метод опробован в системе пленка ЖИГ – постоянный редкоземельный магнит. В спектре ПМСВ составной структуры получены температурные зависимости частот с нулевым температурным коэффициентом.

Литература

1. Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.Г. Магнитостатические волны в электронике СВЧ. Саратов: Изд.-во СГУ, 1993. 316 с.
2. Тихонов В.В, Литвиненко А.Н., Никитов С.А., Сучков С.Г. Температурная стабилизация спинволновых ферритовых устройств // Радиотехника и электроника. 2013. Т. 58, № 1. С. 83-90.
3. Шагаев В.В. Анизотропия температурных характеристик магнитостатических волн в планарных ферритах // Журнал радиоэлектроники: электронный журнал. 2012. № 5. URL: <http://jre.cplire.ru/jre/may12/4/text.pdf>.
4. Шагаев В.В. Метод расчета характеристик поверхностных магнитостатических волн в анизотропных ферромагнитных пленках // ЖТФ. 2004. Т.74. Вып. 10. С. 108-112.
5. Sagawa M., Hirotsawa S., Yamamoto H., Fujimura S. and Matsuura Y. Nd-Fe-B permanent magnet materials // Jap. J. of Appl. Phys. 1987. Vol. 26, N 6. P. 785-800.
6. Шагаев В.В. О влиянии магнитной кристаллографической анизотропии на температурные характеристики магнитостатических волн в ферромагнитных пленках // ФТТ. 2003. Т.45, № 12. С. 2215-2221.