

СПЕКТР И ТЕМПЕРАТУРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ПОВЕРХНОСТНОЙ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ФЕРРИТОВОЙ ПЛЕНКЕ

В.В. Шагаев

Калужский филиал МГТУ им. Н.Э. Баумана, Калуга, Российская Федерация
e-mail: shagaev_vv@rambler.ru

Разработана модель пленки кубического феррита для исследования характеристик магнитоэлектрических волн в условиях касательного намагничивания. Анизотропные свойства материала пленки учтены с помощью тензора эффективных размагничивающих факторов. При этом углы, определяющие кристаллографическую ориентацию пленки и кристаллографическую ориентацию вектора равновесной намагниченности, входят в модель в виде переменных параметров. Выполнен расчет температурного коэффициента частоты поверхностной магнитоэлектрической волны. Показано, что существенное значение имеет учет температурной производной эффективного поля магнитной анизотропии. Общий вклад в значение температурного коэффициента, связанной с этой производной, может быть сопоставимым с вкладом, обусловленным температурной производной намагниченности насыщения. Установлено, что существуют такие кристаллографические ориентации пленки и вектора намагниченности, для которых оба вклада частично или полностью компенсируют друг друга. Данное свойство позволяет использовать магнитную кристаллографическую анизотропию для повышения термостабильности спин-волновых устройств.

Ключевые слова: магнитоэлектрическая волна, ферриты, железиттриевый гранат, магнитная анизотропия, намагниченность, температурный коэффициент частоты.

SPECTRUM AND THE TEMPERATURE CHARACTERISTIC OF THE SURFACE MAGNETOSTATIC WAVE IN THE SINGLE-CRYSTAL FERRITE FILM

V.V. Shagaev

Kaluga Branch of the Bauman Moscow State Technical University, Kaluga,
Russian Federation
e-mail: shagaev_vv@rambler.ru

The model of a film of cubic ferrite is constructed for studying the magnetostatic wave characteristics under conditions of tangent magnetization. Anisotropic properties of the film material are taken into consideration by means of a tensor of effective demagnetization factors. In this case the corners determining the crystallographic orientations of the film and of the equilibrium magnetization vector enter the model in the form of variable parameters. The temperature coefficient of frequency is calculated for the surface magnetostatic wave. It is shown that taking into account the temperature derivative of the effective field of magnetic anisotropy is very important. The general contribution to the temperature coefficient value connected with this derivative can be comparable to the contribution associated with the temperature derivative of saturation magnetization. It is found that there are crystallographic orientations of the film and the magnetization vector for which both contributions partially or completely compensate each other. This property allows the magnetic crystallographic anisotropy to be used for improvement of the temperature stability of spin-wave devices.

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

Введение. Для распознавания, контроля и обработки сигналов в диапазоне значений частоты 1...20 ГГц успешно используются устройства и радиотехнические системы, построенные на основе магнитостатических спиновых волн (МСВ), распространяющихся в пленках ферритов [1, 2]. Выбор материала пленок обусловлен высокими физическими и технологическими требованиями. Среди известных в настоящее время ферритов самым малым затуханием спиновых волн обладает железоиттриевый гранат (ЖИГ, $Y_3Fe_5O_{12}$). У ЖИГ высокая температура Кюри (около 560 К), что позволяет использовать его при комнатной температуре. Кроме того, разработана технология выращивания пленок ЖИГ с высоким структурным совершенством — технология жидкофазной эпитаксии на монокристаллических подложках гадолиний-галлиевого граната ($Gd_3Ga_5O_{12}$) [3]. Отмеченные особенности стали решающими при выборе ЖИГ в качестве основного материала спин-волновой электроники.

Существенный недостаток ферритов — сильная зависимость их намагниченности насыщения от температуры. В связи с этим для устройств на основе МСВ необходимы дополнительные меры по обеспечению термостабильности. В решении данной задачи могут быть использованы разные подходы. Наибольший интерес представляют те из них, которые не связаны с увеличением габаритов и энергозатрат, а исходят из использования свойств самих пленочных ферритов. В частности, одним из факторов, определяющих дисперсионные зависимости МСВ, является кристаллографическая магнитная анизотропия.

Цель настоящей работы — исследование влияния магнитной анизотропии ферритов на характеристики МСВ и создание физической основы для разработки эффективных способов повышения термостабильности спин-волновых устройств. В отличие от опубликованных работ по данной проблематике (например, [4–7]), в настоящей работе построена и исследована модель, в которой кристаллографическая ориентация пленки является варьируемым параметром. При этом отдельные ориентации, которые были рассмотрены ранее, оказываются лишь частным случаем представленной модели.

Модель пленки кубического феррита. Монокристаллический ЖИГ имеет кубическую симметрию кристаллической решетки. Модель пленки изображена на рис. 1. Кристаллографическая ориентация пленки задана углами γ и δ . Далее используем только значения $\gamma = 0$ и $\gamma = \pi/4$. При этом угол δ играет роль варьируемого параметра и позволяет задать любую ориентацию пленки — типа $\{a0b\}$ в первом случае и $\{aab\}$ во втором. Будем рассматривать пленки, намагниченные до насыщения и с вектором постоянной намагниченности M_0 ,

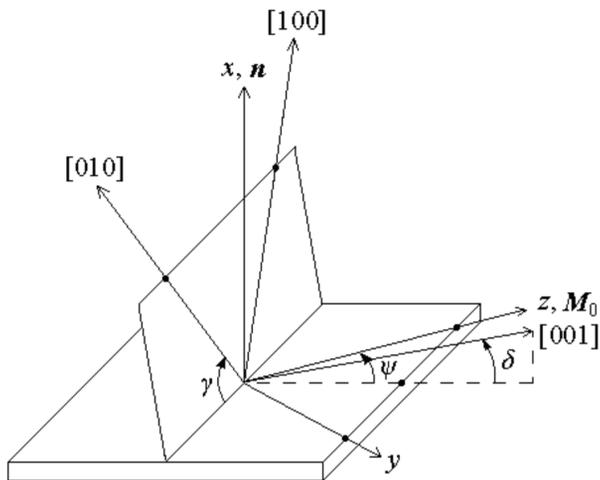


Рис. 1. Модель пленки кубического феррита при касательном намагничивании (указаны координатные оси и кристаллографические направления, \mathbf{n} — вектор нормали к пленке)

расположенным параллельно плоскости пленки. В монокристаллической пленке, в отличие от изотропной, касательные направления не эквивалентны друг другу и их необходимо различать. Для этого в модель введен угол ψ между вектором M_0 и проекцией на пленку кристаллографической оси [001].

МСВ характеризуются законами дисперсии, связывающими частоту f с волновым числом k . Дисперсионные уравнения (ДУ) выводятся путем совместного интегрирования уравнений Максвелла, взятых в магнитостатическом приближении и с соответствующими электродинамическими граничными условиями, и линеаризованного уравнения движения намагниченности без учета обмена и потерь (уравнения Ландау–Лифшица). Классификация ДУ с учетом кристаллографической магнитной анизотропии материала пленки подробно изложена в работе [8]. Пример спектра, рассчитанного на основе формул работы [8], приведен на рис.2. Расчет проводили для МСВ с волновым вектором, перпендикулярным вектору намагниченности пленки, $\mathbf{k} \perp M_0$; ПМСВ, ПОМСВ, ООМСВ — поверхностные, прямые объемные и обратные объемные МСВ; f_0 — частота длинноволновой границы спектров; f_{∞} , $f_{\nu F}$, $f_{\nu B}$ — частоты коротковолновых границ спектров ПМСВ, ПОМСВ и ООМСВ; $\left(\frac{f_0}{4\pi M_0 g}\right)^2 = 1$, $\left(\frac{f_{\nu F}}{f_0}\right)^2 = 1,1$, $\left(\frac{f_{\nu B}}{f_0}\right)^2 = 0,95$. В общем случае можно выделить три частотных интервала, в каждом из которых существуют волны определенного типа — ПМСВ, ОМСВ и ООМСВ. В отличие от ПМСВ оба типа объемных волн — многомодовые (на рис.2 изображены несколько мод с

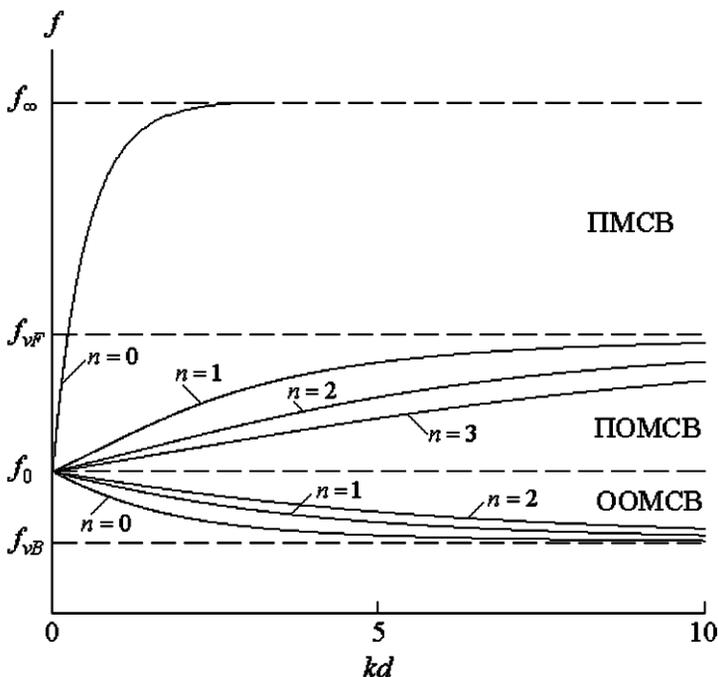


Рис. 2. Спектр МСВ в касательно намагниченной анизотропной пленке для МСВ с волновым вектором, перпендикулярным вектору намагниченности пленки (цифры у кривых — номера объемных мод)

начальными номерами n), причем дисперсионная зависимость основной моды ПОМСВ ($n = 0$) плавно переходит в дисперсионную зависимость ПМСВ. Наибольший практический интерес представляет ПМСВ с волновым вектором, направленным перпендикулярно вектору намагниченности, $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}_0$. В изотропной пленке объемных типов волн с $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}_0$ не существует. В пленках слабоанизотропных ферритов, к которым относится и ЖИГ, большую часть спектра МСВ с $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}_0$ занимает поверхностная волна. При этом дисперсионное уравнение ПМСВ имеет вид явной аналитической зависимости частоты волны f от модуля волнового вектора $k = |\mathbf{k}|$ [8]:

$$f^2 = f_0^2 \exp(-2kd) + f_\infty^2 [1 - \exp(-2kd)] - P(kd) \sigma - R(kd) \varepsilon, \quad (1)$$

где

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

$$R(kd) = \frac{1}{\exp(2kd) - 1} \left[\frac{4kd}{1 - \exp(-2kd)} + \exp(-2kd) - 3 \right],$$

причем $P(kd), R(kd) \rightarrow 0$ как при $kd \rightarrow 0$, так и при $kd \rightarrow \infty$. Кроме того,

$$\sigma = 4\pi (M_0 g)^2 (N_{xx}^c - N_{yy}^c);$$

$$\varepsilon = (M_0 g N_{xy}^c)^2,$$

граничные частоты f_0 (при $k = 0$) и f_∞ (при $k \rightarrow \infty$) определяются по выражениям

$$f_0^2 = g^2 [H_{ez} + M_0 (N_{xx}^c - N_{zz}^c) + 4\pi M_0] \times \\ \times [H_{ez} + M_0 (N_{yy}^c - N_{zz}^c)] - (g M_0 N_{xy}^c)^2; \quad (2)$$

$$f_\infty = g \left[(H_{ez} - M_0 N_{zz}^c) + \frac{4\pi M_0 + M_0 (N_{xx}^c + N_{yy}^c)}{2} \right], \quad (3)$$

где g — гиромангнитное отношение (в ЖИГ $g \approx 2,8$ МГц/Э); H_{ez} — проекция (в эрстедах) напряженности внешнего постоянного магнитного поля \mathbf{H}_e на направление вектора равновесной намагниченности \mathbf{M}_0 ; $4\pi M_0$ — намагниченность насыщения феррита, Гс. С помощью коэффициентов N_{ij}^c учитывается магнитная кристаллографическая анизотропия феррита. Все вместе эти коэффициенты образуют симметричный тензор эффективных размагничивающих факторов анизотропии.

Построение модели завершим выводом выражений для компонент тензора анизотропии. Вывод основан на выражении для плотности энергии магнитной анизотропии, удовлетворяющем преобразованиям симметрии рассматриваемого типа кристаллической решетки. В приближении, учитывающем лишь одну, как правило наибольшую, константу, имеем [9]

$$W_a = -\frac{K_{c1}}{2M_0^4} \sum_p M_{0p}^4. \quad (4)$$

Здесь K_{c1} — первая константа кубической анизотропии, а суммирование проводится по проекциям вектора намагниченности на оси системы координат, образованной осями симметрии кристалла четвертого порядка. Стандартный расчет [9], преобразующий правую часть (4) в квадратичную форму по проекциям вектора намагниченности при его малом отклонении от исходного равновесного направления, выбранного как направление координатной оси z , позволяет получить следующие выражения:

при $\gamma = 0$

$$M_0 N_{xx}^c = -\frac{3}{4} H_c (1 - \cos 4\delta) (1 + \cos 2\psi);$$

$$M_0 N_{yy}^c = -\frac{3}{16} H_c (7 + \cos 4\delta) (1 - \cos 4\psi);$$

$$M_0 N_{zz}^c = -\frac{1}{16} H_c [(7 + \cos 4\delta) (3 + \cos 4\psi) - 4 (1 - \cos 4\delta) \cos 2\psi];$$

$$M_0 N_{xy}^c = -\frac{3}{8} H_c \sin 4\delta (\sin \psi + \sin 3\psi);$$

при $\gamma = \pi/4$

$$M_0 N_{xx}^c = -2H_c \left\{ 1 - \frac{1 - 3 \cos 2\delta}{16} [(1 - 3 \cos 2\delta) - 3(1 + \cos 2\delta) \cos 2\psi] \right\};$$

$$M_0 N_{yy}^c = -H_c \left\{ 1 + \frac{1 - 3 \cos 2\delta}{32} [(1 - 3 \cos 2\delta) + 3(5 + \cos 2\delta) \cos 4\psi] \right\};$$

$$M_0 N_{zz}^c = -H_c \left\{ 1 + \frac{1 - 3 \cos 2\delta}{32} \times \right. \\ \left. \times [(1 - 3 \cos 2\delta) - 4(1 + \cos 2\delta) \cos 2\psi - (5 + \cos 2\delta) \cos 4\psi] \right\};$$

$$M_0 N_{xy}^c = -\frac{3}{2} H_c \sin 2\delta \left[\sin 3\psi - \frac{1 - 3 \cos 2\delta}{8} (\sin \psi + \sin 3\psi) \right],$$

где $H_c = K_{c1}/M_0$ — эффективное поле кубической анизотропии.

Подстановки выражений для $M_0 N_{ij}^c$ в (2), (3) и далее в (1) позволяют связать дисперсионную зависимость $f(kd)$ с магнитными параметрами $4\pi M_0$ и H_c , а также с кристаллографическими ориентациями пленки (угол δ) и вектора намагниченности (угол ψ).

Расчет температурной характеристики ПМСВ. Температурные изменения спектра МСВ будем характеризовать с помощью температурного коэффициента частоты (ТКЧ)

$$\alpha = \frac{1}{f} \frac{df}{dT}. \quad (5)$$

Явное выражение для ТКЧ можно получить из ДУ (1). Причем при выводе выражения для производной df/dT необходимо учитывать производные температурно-зависимых параметров $d(4\pi M_0)/dT$, dH_c/dT , dH_{ez}/dT , $d\psi/dT$. Последние две производные обусловлены температурной зависимостью направления вектора M_0 и связаны с первыми двумя производными.

Рассмотрим приближение, в котором учитываются только производные $d(4\pi M_0)/dT$ и dH_c/dT , а производные dH_{ez}/dT и $d\psi/dT$ принимаются равными нулю. Приближение обеспечивается неравенством $H_e \gg H_c$, которое, как правило, выполняется на практике. Так, при комнатной температуре магнитные параметры ЖИГ имеют следующие значения: $4\pi M_0 \approx 1750$ Гс, $H_c \approx 43$ Э, а поле подмагничивания для устройств с рабочими частотами выше 3 ГГц оценивается неравенством $H_e > 500$ Э. Более подробно вопрос о точности рассматриваемого приближения будет рассмотрен в конце раздела.

На рис. 3, 4 представлены зависимости, рассчитанные по данной методике и на основе приведенных выше выражений для граничных частот и компонент тензора анизотропии при $H_c = 0$, $\frac{H_e}{4\pi M_0} = \frac{1}{3}$, $\frac{dH_c}{dT} = -0,1 \frac{d(4\pi M_0)}{dT}$. На рисунках введены следующие обозначения: $\alpha_0 = \frac{1}{f_0} \frac{df_0}{dT}$; $\alpha_\infty = \frac{1}{f_\infty} \frac{df_\infty}{dT}$; $|\alpha_M| = \frac{1}{4\pi M_0} \left| \frac{d(4\pi M_0)}{dT} \right|$ – нормировочный множитель. Индексы кристаллографических плоскостей, вдоль которых ориентирована пленка, использовались для определения значений угла δ . Зависимости позволяют оценить масштабы изменений ТКЧ для пленок разных кристаллографических ориентаций.

Далее рассмотрим два частных случая, которые интересны тем, что для них расчет ТКЧ может быть выполнен точно, т.е. с учетом производных dH_{ez}/dT и $d\psi/dT$. В одном случае будем полагать $\psi = 0$

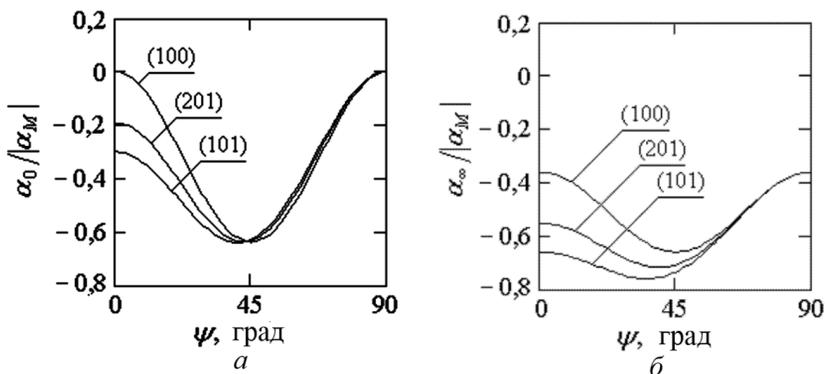


Рис. 3. Угловые зависимости ТКЧ длинноволновой (а) и коротковолновой (б) границ спектра МСВ в касательно намагниченной пленке, ориентированной вдоль кристаллографической плоскости (а0b)

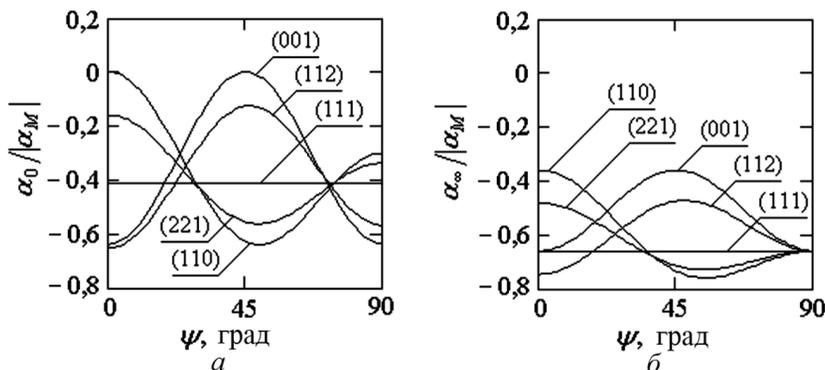


Рис. 4. Угловые зависимости ТКЧ длинноволновой (а) и коротковолновой (б) границ спектра МСВ в пленке, ориентированной вдоль кристаллографической плоскости (aab)

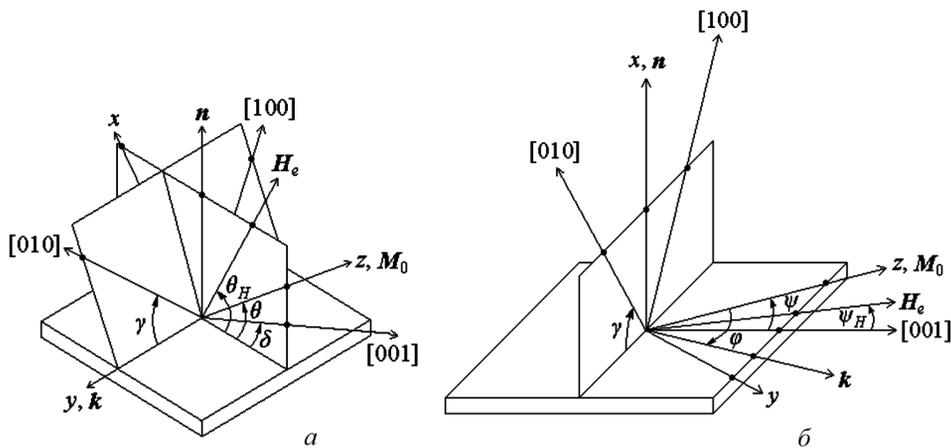


Рис. 5. Модель пленки с кристаллографическими плоскостями типа $\{100\}$ или типа $\{110\}$, расположенными перпендикулярно (а) или касательно (б) к пленке, которая намагничена в этих плоскостях при значениях угла $\gamma = 0$ и $\pi/4$

(рис. 5, а), в другом — $\delta = 0$ (рис. 5, б). В обоих случаях при $\gamma = 0$ вектор намагниченности M_0 будет расположен в кристаллографической плоскости типа $\{100\}$, а при $\gamma = \pi/4$ — в плоскости типа $\{110\}$. Поскольку указанные плоскости являются плоскостями симметрии кубического кристалла, вектор M_0 будет оставаться в этих плоскостях при любых значениях магнитных параметров пленки. Это существенно упрощает выполнение аналитических расчетов, так как температурное изменение ориентации вектора M_0 можно характеризовать с помощью только одной угловой переменной. В общем случае ориентация вектора M_0 описывается двумя угловыми переменными.

При $\psi = 0$ равновесная ориентация вектора намагниченности определяется по уравнениям магнитостатики

$$H_{ez} = H_e \cos(\theta_H - \theta); \quad (6)$$

$$H_{ex} = H_e \sin(\theta_H - \theta) = M_0 N_{xz}^c + \frac{\sin 2\theta}{2} \cdot 4\pi M_0, \quad (7)$$

где θ и θ_H — угловые переменные (см. рис. 5, а). В уравнении (7) кроме кристаллографической магнитной анизотропии также учтена анизотропия формы пленки, проявляющаяся при выходе вектора M_0 из плоскости пленки. С учетом формулы (4) получаем

$$M_0 N_{xz}^c = \frac{1}{8} H_c [2r \sin 2(\theta - \delta) + (4 - r) \sin 4(\theta - \delta)], \quad (8)$$

где $r = (1/2)(1 - \cos 4\gamma)$, и для значений $\gamma = 0$ и $\gamma = \pi/4$ соответствующие значения будут $r = 0$ и $r = 1$.

Дифференцируя уравнения (6)–(8) по температуре и проводя простые преобразования, получаем при $\theta = 0$ (так как рассматривается ПМСВ в условиях касательного намагничивания пленки)

$$\frac{dH_{ez}}{dT} = - \frac{[2r \sin 2\delta + (4-r) \sin 4\delta]^2 H_c}{64 \{H_{ez} + 4\pi M_0 + 0,5H_c [r \cos 2\delta + (4-r) \cos 4\delta]\}} \frac{dH_c}{dT}. \quad (9)$$

Выражение (9) необходимо использовать для подстановки при вычислении температурных производных граничных частот (2) и (3) в случае, когда $\psi = 0$. При этом угол δ , определяющий кристаллографическую ориентацию пленки, по-прежнему является переменным параметром. На рис. 6, а приведены зависимости, позволяющие оценить дополнительный вклад в ТКЧ, связанный с учетом производной dH_{ez}/dT .

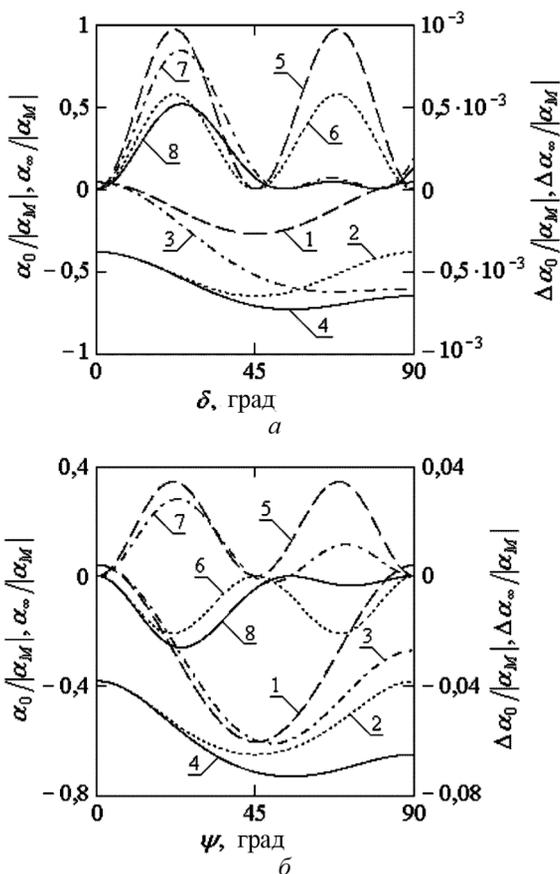


Рис. 6. Нормированные значения ТКЧ $\alpha_0/|\alpha_M|$, $\alpha_\infty/|\alpha_M|$, рассчитанные с учетом производных dH_{ez}/dT (кривые 1–4) и разности $\Delta\alpha_0/|\alpha_M|$, $\Delta\alpha_\infty/|\alpha_M|$ точных и приближенных (рассчитанных без учета dH_{ez}/dT и $d\psi/dT$) значений ТКЧ (кривые 5–8) при $\frac{H_c}{4\pi M_0} = -0,025$; $\frac{H_{ez}}{4\pi M_0} = \frac{1}{3}$; $\frac{dH_c}{dT} = -0,1 \frac{d(4\pi M_0)}{dT}$ (параметр $|\alpha_M|$ принят таким же, как и для зависимостей, приведенных на рис. 3):

а, б — зависимости, позволяющие оценить дополнительный вклад в ТКЧ от производной dH_{ez}/dT и от производных $d\psi/dT$ и dH_{ez}/dT , 1, 2, 5, 6 — $\gamma = 0$; 3, 7, 4, 8 — $\gamma = 1$

Аналогичные расчеты выполнены для $\delta = 0$. В соответствии с геометрией намагничивания (см. рис. 5, б) использованы уравнения

$$H_{ez} = H_e \cos(\psi - \psi_H); \quad (10)$$

$$H_{ey} = H_e \sin(\psi - \psi_H) = M_0 N_{yz}^c; \quad (11)$$

$$M_0 N_{yz}^c = -\frac{1}{8} H_c [2r \sin 2\psi + (4 - r) \sin 4\psi]. \quad (12)$$

Из уравнений (10)–(12) путем дифференцирования и простейших алгебраических преобразований получены необходимые выражения:

$$\frac{d\psi}{dT} = -\frac{2r \sin 2\psi + (4 - r) \sin 4\psi}{8 \{H_{ez} + 0, 5H_c [r \cos 2\psi + (4 - r) \cos 4\psi]\}} \frac{dH_c}{dT}; \quad (13)$$

$$\frac{dH_{ez}}{dT} = \frac{H_c}{8} [2r \sin 2\psi + (4 - r) \sin 4\psi] \frac{d\psi}{dT}. \quad (14)$$

Выражения (13), (14) позволяют выполнить точный расчет ТКЧ. На рис. 6, б приведены зависимости, позволяющие оценить вклады в ТКЧ от обеих производных.

По результатам расчетов отметим, что учет производных dH_{ez}/dT и $d\psi/dT$ при дифференцировании граничных частот (2), (3) означает учет всех членов производной dH_c/dT , включая те из них, которые имеют множители порядка $H_c/(H_e + 4\pi M_0)$ и H_c/H_e . Из вида множителей следует, что условие $H_e \gg H_c$ лежит в основе приближенного расчета, игнорирующего производные dH_{ez}/dT и $d\psi/dT$. В частности, детальный анализ зависимостей, приведенных на рис. 6, показывает, что интервал значений угловой зависимости поправок, обусловленных производными dH_{ez}/dT и $d\psi/dT$, может достигать нескольких процентов интервала значений ТКЧ. Вместе с тем учет этих производных радикально не влияет на вид угловых зависимостей ТКЧ, кроме того, разность значений ТКЧ в максимумах и в минимумах зависимостей корректируется не более чем на тысячные доли процента. Данное обстоятельство оправдывает использованный подход к исследованию анизотропии ТКЧ.

Следует также отметить, что учет температурной зависимости угла $\psi(T)$ приводит к нарушению условия ортогональности $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}_0$. Согласно рис. 5, б, отклонение угла между векторами \mathbf{k} и \mathbf{M}_0 от значения $\varphi = \pi/2$ равно изменению угла ψ ($\Delta\varphi = \Delta\psi$). Анализ показывает, что угол φ входит в законы дисперсии МСВ в виде $\sin^2 \varphi$. Поскольку $d(\sin^2 \varphi)/dT = 0$ при $\varphi = \pi/2$, производной $d\varphi/dT = d\psi/dT$ в линейном приближении можно пренебречь.

Обсуждение результатов. В расчетах зависимостей, приведенных на рис. 3 и 4, использованы значения параметров, близкие к тем, кото-

рые имеет ЖИГ: $d(4\pi M_0)/dT \approx -4,0 \text{ Гс}/^\circ\text{C}$, $dH_c/dT \approx 0,4 \text{ Э}/^\circ\text{C}$. Выделим то обстоятельство, что значение производной dH_c/dT мало по сравнению с $d(4\pi M_0)/dT$. Тем не менее анизотропия ТКЧ имеет ярко выраженный характер. Исключение составляет пленка с ориентацией вдоль кристаллографической плоскости (111) — расчет не выявил в этой пленке плоскостную анизотропию. Такому поведению можно дать следующее объяснение. Для (111)-пленки имеем $\gamma = \pi/4$ и $(1 - 3 \cos 2\delta) = 0$. Диагональные компоненты $M_0 N_{ii}^c$ в этом случае не зависят от угла ψ . Зависимость от угла ψ имеется только у компоненты $M_0 N_{xy}^c$. При этом компонента $M_0 N_{xy}^c$ входит в ДУ в квадрате и при дифференцировании по температуре дает произведение $2(M_0 N_{xy}^c) d(M_0 N_{xy}^c)/dT$. Для значения $H_c = 0$, использованного при расчете зависимостей, приведенных на рис. 3 и 4, данное произведение обращается в нуль и в выражении ТКЧ не останется членов, зависящих от угла ψ .

Наибольшую анизотропию демонстрируют пленки с ориентациями типа $\{100\}$ и $\{110\}$. На рис. 3 соответствующие зависимости обозначены индексами (100), (101), а на рис. 4 — (001), (110). Обратим внимание на то, что в максимумах данных зависимостей значения ТКЧ существенно меньше (по модулю), чем в пленке с ориентацией (111). Значение угла ψ в максимумах соответствуют намагничиванию вдоль кристаллографической оси типа $\langle 100 \rangle$. Следует отметить, что по технологическим причинам наибольшее распространение в настоящее время получили пленки ЖИГ с ориентациями типа $\{111\}$. Пленки других ориентаций изучались только с позиции анизотропии спектра МСВ — анализ температурных характеристик проводился на основе модели пленки из изотропного феррита.

Следовательно, параметр H_c , с одной стороны, и производная dH_c/dT — с другой, отражают два разных аспекта влияния кристаллографической магнитной анизотропии на характеристики МСВ. С параметром H_c связана анизотропия спектра МСВ, и при $H_c = 0$ спектр становится изотропным. Вместе с тем, если температурная зависимость $H_c(T)$ такова, что $dH_c/dT \neq 0$, то производная становится источником анизотропии ТКЧ. Существенными факторами, определяющими масштаб этой анизотропии, являются кристаллографическая ориентация пленки и значение dH_c/dT . Кроме того, из полученных результатов следует, что даже в ферритах, считающихся слабоанизотропными (с позиции анизотропии спектров), выбором кристаллографической ориентации пленки и направления намагничивания можно существенно улучшить термостабильность устройств на основе ПМСВ, особенно в длинноволновой части спектра.

В заключение раздела отметим еще один аспект модели ферритовой пленки. Пленки ЖИГ, изготовленные по эпитаксиальной технологии на монокристаллических подложках, обладают наряду с кубической также и слабой одноосной магнитной анизотропией. Ее учет в использованных выше выражениях заключается в замене намагниченности $4\pi M_0$ эффективной намагниченностью $(4\pi M_0 - H_u)$, где H_u — поле одноосной магнитной анизотропии [9]. В пленках ЖИГ значение H_u составляет от единиц до десятков эрстед. Способ учета величины H_u таков, что он не приводит к анизотропии касательных направлений в пленке [8]. Угловая зависимость характеристик МСВ, по-прежнему, будет обусловлена полем кубической анизотропии.

Выводы. 1. Разработана модель пленок кубических ферритов с ориентациями типа $\{a0b\}$ и $\{aab\}$ и получены выражения для компонент тензора эффективных размагничивающих факторов кристаллографической магнитной анизотропии. Модель позволяет в рамках единого подхода исследовать характеристики ПМСВ как в пленках с базовыми кристаллографическими ориентациями типа $\{100\}$, $\{110\}$, $\{111\}$, так и в пленках с промежуточными ориентациями.

2. Анизотропия ТКЧ ПМСВ в касательно намагниченной пленке кубического феррита существенно зависит от кристаллографической ориентации пленки. Как крайние случаи можно выделить слабоанизотропную ориентацию типа $\{111\}$ и сильноанизотропные типа $\{ab0\}$.

3. Выявленные особенности могут быть использованы для повышения термостабильности спин-волновых устройств.

ЛИТЕРАТУРА

1. Исхак В.С. Применение магнитостатических волн: Обзор // ТИИЭР. 1988. Т. 76, № 2. С. 86–104.
2. Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.Г. Магнитостатические волны в электронике СВЧ. Саратов: Изд-во СГУ, 1993. 316 с.
3. Гласс Х.Л. Ферритовые пленки для СВЧ-устройств // ТИИЭР. 1988. Т. 76, № 2. С. 64–72.
4. Берегов А.С., Кудинов Е.В., Ерещенко И.Н. Улучшение термостабильности устройств на магнитостатических волнах // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1987. Вып. 1 (395). С. 19–21.
5. Фетисов Ю.К. Термостабильная ориентация пленки феррита в устройствах на магнитостатических волнах // ЖТФ. 1987. Т. 57, № 12. С. 2393–2397.
6. Луцев Л.В., Березин И.Л. Термостабильность параметров магнитостатических волн, распространяющихся в пленках с произвольным направлением подмагничивания // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1989. Вып. 6 (420). С. 3–8.
7. Шагаев В.В. Влияние кубической анизотропии на температурные характеристики магнитостатических волн в ферритовых пленках, намагниченных в плоскости // ЖТФ. 1998. Т. 68, № 10. С. 99–103.
8. Шагаев В.В. Метод расчета характеристик поверхностных магнитостатических волн в анизотропных ферромагнитных пленках // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 10. С. 108–112.
9. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 464 с.

REFERENCES

- [1] Ishak W.S. Magnetostatic wave technology: a review. *Proc. IEEE*, 1988, vol. 76, no. 2, pp. 171–187. doi: 10.1109/5.4393
- [2] Vashkovskiy A.V., Stal'makhov V.S., Sharaevskiy Yu.G. Magnitosticheskie volny v elektronike SVCh [Magnetostatic waves in microwave electronics]. Saratov, Saratov State Univ. Publ., 1993. 316 p.
- [3] Glass H.L. Ferrite films for microwave and millimeter-wave devices. *Proc. IEEE*, 1988, vol. 76, no. 2, pp. 151–158. doi: 10.1109/5.4391
- [4] Beregov A.S., Kudinov E.V., Ereshchenko I.N. Improving the thermal stability of devices on magnetostatic waves. *Elektronn. tekhn. Ser. 1. Elektronika SVCh* [Electron. Eng. Ser. 1. Microwave Electron.]. 1987, no. 1 (395), pp. 19–21 (in Russ.).
- [5] Fetisov Yu.K. Thermostable orientation of a ferrite film in magnetostatic wave devices. *Zh. Tekh. Fiz.* [J. Tech. Phys.], 1987, vol. 57, no. 12, pp. 2393–2397 (in Russ.).
- [6] Lutsev L.V., Berezin I.L. Thermal stability of magnetostatic wave parameters in films with arbitrary biasing. *Elektronn. tekhn. Ser. 1. Elektronika SVCh* [Electron. Eng. Ser. 1. Microwave Electron.]. 1989, no. 6 (420), pp. 3–8 (in Russ.).
- [7] Shagaev V.V. Influence of cubic anisotropy on the temperature characteristics of magnetostatic waves in ferrite films magnetized in the film plane. *Tech Phys. Russ. J. Appl. Phys.*, 1998, vol. 43, no. 10, pp. 1226–1230. doi: 10.1134/1.1259159
- [8] Shagaev V.V. A method for calculating the characteristics of surface magnetostatic waves in anisotropic ferromagnetic films. *Tech Phys. Russ. J. Appl. Phys.*, 2004, vol. 49, no. 10, pp. 1354–1359. doi: 10.1134/1.1809710
- [9] Gurevich A.G., Melkov G.A. *Magnitnye kolebaniya i volny* [Magnetic waves]. Moscow, Nauka, 1994. 464 p.

Статья поступила в редакцию 15.11.2011

Владимир Васильевич Шагаев — д-р физ.-мат. наук, профессор кафедры “Конструирование и производство электронной аппаратуры” Калужского филиала МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 70 научных работ в области физики магнетиков. Калужский филиал МГТУ им. Н.Э. Баумана, Российская Федерация, 248004, Калуга, ул. Баженова, д. 4.

V.V. Shagaev — Dr. Sci. (Phys.-Math.), professor of “Design and Production of Electronic Equipment” department of the Kaluga Branch of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 70 publications in the field of physics of magnetic materials.

Kaluga Branch of the Bauman Moscow State Technical University, ul. Bazhenova, 4, Kaluga, 248004 Russian Federation.