

УДК 538.975

АНИЗОТРОПИЯ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В ПЛАНАРНЫХ ФЕРРИТАХ

В. В. Шагаев

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

Получена 16 апреля 2012 г.

Аннотация. Обсужден вопрос о влиянии анизотропных свойств ферритовой пленки на температурные коэффициенты частот основных типов магнитоэлектрических волн. Детально исследованы пленки с кубической магнитной анизотропией и волна поверхностного типа. Установлено, что при намагничивании вдоль оси $\langle 100 \rangle$ температурные зависимости намагниченности насыщения и поля анизотропии частично, а в отдельных случаях полностью, компенсируют друг друга, повышая термостабильность частот. Приведены результаты экспериментальных исследований пленок железиттриевого граната.

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

Abstract. The question about influence of anisotropic properties of a ferrite film upon temperature coefficients of the basic types of magnetostatic waves is discussed. Films with cubic magnetic anisotropy and surface type of the wave are investigated in details. It is revealed that at magnetization along a $\langle 100 \rangle$ axis the temperature dependences of saturation magnetization and of anisotropy field partially, and in some cases completely, compensate each other, increasing thermostability of frequencies. Results of experimental investigations of yttrium iron garnet films are given.

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

Введение

Обработка сверхвысокочастотных сигналов с помощью магнитоэлектрических спиновых волн (МСВ) относится к перспективным направлениям развития электроники [1]. Основу МСВ-устройств составляют пленки ферритов, выращенные на подложках немагнитных кристаллов [2]. При этом используются ферриты с малым затуханием спиновых возбуждений. Также важно, чтобы магнитные параметры феррита слабо зависели от температуры. Попытки создать материал, удовлетворяющий обоим требованиям, пока не увенчались успехом. Из всех известных ферритов самым малым затуханием спиновых волн обладает железоиттриевый гранат (ЖИГ, $Y_3Fe_5O_{12}$). Однако температурная зависимость намагниченности насыщения у ЖИГ такова, что требуются дополнительные меры по обеспечению термостабильности устройств. Как правило, высокая стабильность достигается усложнением конструкции [3, 4], применением дополнительных узлов и (или) электронных схем, осуществляющих термокомпенсацию. Вместе с тем одним из факторов, определяющих характеристики МСВ, является магнитная анизотропия феррита [5]. Поэтому уместна постановка вопроса об использовании полей анизотропии в качестве средства термостабилизации характеристик. Пленкам, выращенным на монокристаллических подложках, присущи два основных вида анизотропии – кристаллографическая и одноосная. К настоящему времени проявления анизотропии в спектрах МСВ достаточно подробно исследованы. Тем не менее, вопрос о масштабах влияния полей анизотропии на температурные изменения спектров все еще остается в стадии разработки. В данной статье изложены результаты исследований, позволяющие провести сравнительный анализ влияния температурной зависимости намагниченности насыщения и обоих видов полей анизотропии на температурные коэффициенты частот основных типов МСВ. Акцент в исследовании был сделан на поиске путей повышения термостабильности частот.

Модель пленки

Температурный коэффициент частоты (ТКЧ) МСВ с заданным значением волнового числа рассчитывался по формуле (f – частота МСВ, T – температура)

$$\alpha_f = \frac{1}{f} \frac{df}{dT}.$$

Выражения для ТКЧ были выведены из законов дисперсии МСВ путем их дифференцирования по температуре. При этом были использованы законы дисперсии, полученные совместным интегрированием 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). Эффективное поле магнитной анизотропии рассчитывалось на основе выражения для плотности энергии магнитной анизотропии

$$W_a = W_a^c + W_a^u = \frac{1}{2} \sum_{i,j} N_{ij}^c M_i M_j + K_{u1} \frac{|\mathbf{M}|^2 - (\mathbf{Mn})^2}{|\mathbf{M}|^2}.$$

Здесь кристаллографическая анизотропия учтена в наиболее общем виде – посредством тензора эффективных размагничивающих факторов N_{ij}^c , а одноосная – посредством константы K_{u1} (\mathbf{n} – нормаль к пленке). Вектор намагниченности феррита \mathbf{M} имеет статическую (\mathbf{M}_0) и переменную (\mathbf{m}) составляющие, так что $\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}$. Компоненты тензора N_{ij}^c и вектора намагниченности M_i взяты в системе координат xuz с осью $z \parallel \mathbf{M}_0$. Тогда в линейном по \mathbf{m} приближении имеем: $M_x = m_x$, $M_y = m_y$, $M_z = M_0$ и $m_z = 0$.

Для проведения физически ясного анализа в модель были введены ограничения. Полагалось, что вектор статической намагниченности \mathbf{M}_0 направлен вдоль кристаллографической оси симметрии не ниже третьего порядка. Анализ показывает, что в этом случае из инвариантности энергии

относительно преобразований симметрии следуют равенства: $N_{xx}^{\tilde{n}} = N_{yy}^{\tilde{n}}$ и $N_{ij}^c = 0$, если $i \neq j$. При этом в дисперсионных уравнениях МСВ кристаллографическая анизотропия может быть учтена с помощью единственного параметра: $N_t^c \equiv N_{xx}^c - N_{zz}^c = N_{yy}^c - N_{zz}^c$. Уместно отметить, что кристаллическая решетка ЖИГ имеет оси симметрии второго, третьего и четвертого порядка, и влияние поля кристаллографической анизотропии на спектры МСВ оказывается экстремальным при намагничивании именно вдоль высокосимметричных осей.

Одноосная магнитная анизотропия в рассматриваемой модели обусловлена плотностью энергии $W_a^u = K_{u1} \cos^2 \theta$, где θ – угол наклона вектора намагниченности к пленке. В данной работе была использована геометрия с $\theta = 0$ (касательное намагничивание) и $\theta = 90^\circ$ (перпендикулярное). Кроме того, при проведении расчетов был введен параметр $H_u = 2K_{u1}/M_0$ (поле одноосной анизотропии).

«Привязка» ориентации вектора \mathbf{M}_0 как к оси симметрии кристалла, так и к одной из двух предельных ориентаций относительно плоскости пленки позволяет упростить расчет ТКЧ. В этом случае будем полагать, что направление \mathbf{M}_0 совпадает с направлением вектора напряженности намагничивающего поля, и при этом температурные изменения магнитных параметров феррита не приводят к изменению направления вектора \mathbf{M}_0 . Следовательно, при расчете ТКЧ отпадает необходимость учета температурных производных от углов, задающих ориентацию \mathbf{M}_0 . Угловые переменные входят в дисперсионные уравнения МСВ как в явном виде, так и в составе выражений для N_{ij}^c . Вместе с тем кристаллографическая ориентация пленки не может быть произвольной, так как либо нормаль к пленке, либо одно из касательных направлений должны совпадать с кристаллографической осью симметрии высокого порядка.

Вывод выражений для температурных коэффициентов частот

В рамках сформулированной модели можно выполнить аналитический расчет ТКЧ для основных типов МСВ.

1. Прямые объемные МСВ (ПОМСВ).

В этом случае векторы напряженности внешнего намагничивающего поля \mathbf{H}_{ex} и равновесной намагниченности \mathbf{M}_0 направлены перпендикулярно пленке ($\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{H}_{ex} \parallel \mathbf{n}$).

Дисперсионное уравнение (ДУ) ПОМСВ имеет вид

$$\left[\tan\left(\frac{kd\sqrt{-\mu_{yy}}}{2}\right) - \frac{1}{\sqrt{-\mu_{yy}}} \right] \left[\tan\left(\frac{kd\sqrt{-\mu_{yy}}}{2}\right) + \sqrt{-\mu_{yy}} \right] = 0. \quad (1)$$

Здесь k – модуль волнового вектора \mathbf{k} , d – толщина пленки, μ_{yy} – компонента тензора магнитной проницаемости в системе координат xuz с направлениями осей $z \parallel \mathbf{M}_0$ и $y \parallel \mathbf{k}$. Расчет μ_{yy} из уравнения Ландау-Лифшица для рассматриваемой модели пленки приводит к следующему выражению

$$\mu_{yy} = 1 + \frac{4\pi M_0 \cdot H_{in}}{H_{in}^2 - (f/g)^2}, \quad (2)$$

где $H_{in} = H_{ex} - 4\pi M_0 + M_0 N_t^c + H_u$; g – гиромагнитное отношение (в расчетах полагалось $g = 2.8$ МГц/Ое).

Уравнение (1) разбивается на два ДУ – одно для симметричных, а другое для антисимметричных мод. В частности, для основной моды, относящейся к симметричному типу, получим

$$kd = \frac{2}{\sqrt{-\mu_{yy}}} \arctan\left(\frac{1}{\sqrt{-\mu_{yy}}}\right). \quad (3)$$

Именно для этой моды был рассчитан ТКЧ.

Из (2) следует

$$\left(\frac{f}{g}\right)^2 = H_{in}^2 - \frac{4\pi M_0 \cdot H_{in}}{\mu_{yy} - 1}. \quad (4)$$

Уравнения (3) и (4) задают дисперсионную зависимость $f(kd)$ в параметрическом виде. Компонента μ_{yy} играет роль промежуточного параметра со значениями, лежащими в интервале $-\infty < \mu_{yy} < 0$. Рассматривая μ_{yy} именно в таком качестве и дифференцируя (4), получим ТКЧ

$$\alpha_{FVW} = \frac{1}{2(f/g)^2} \frac{d(f/g)^2}{dT} = \frac{1}{2(f/g)^2} \left[- \left(2H_{in} - \frac{4\pi M_0}{\mu_{yy} - 1} + \frac{H_{in}}{\mu_{yy} - 1} \right) \frac{d(4\pi M_0)}{dT} + \right. \\ \left. + \left(2H_{in} - \frac{4\pi M_0}{\mu_{yy} - 1} \right) \left(\frac{d(M_0 N_t^c)}{dT} + \frac{dH_u}{dT} \right) \right] = A \frac{d(4\pi M_0)}{dT} + B \left(\frac{d(M_0 N_t^c)}{dT} + \frac{dH_u}{dT} \right). \quad (5)$$

Последнее равенство отображает структуру выражения ТКЧ.

На рис. 1 приведены примеры зависимостей, рассчитанных по формулам (3), (5) и дающие представление о влиянии полей магнитной анизотропии на ТКЧ. В частности отметим, что из (5) следует неравенство

$$-2 < \frac{B}{A} \leq -1,$$

так что для существенности влияния необходимо, чтобы производные $d(M_0 N_t^c)/dT$ и dH_u/dT были сравнимы с $d(4\pi M_0)/dT$.

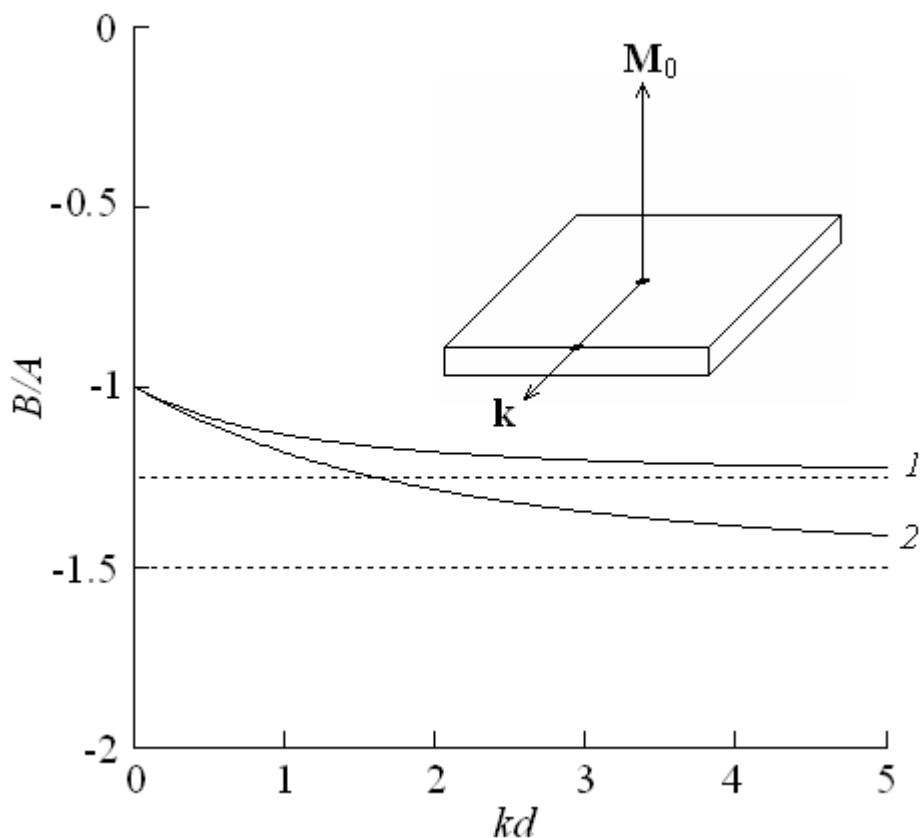


Рис. 1. Зависимости, характеризующие вклады полей анизотропии пленочного феррита в ТКЧ основной моды ПОМСВ. Значения параметров: 1 – $H_{in}/4\pi M_0 = 1/3$; 2 – $H_{in}/4\pi M_0 = 1$. Асимптотические значения B/A ($kd \rightarrow \infty$) изображены точечными линиями.

2. Обратные объемные МСВ (ООМСВ).

В этом случае вектор \mathbf{M}_0 , направлен касательно к пленке, и волна распространяется вдоль этого касательного направления ($\mathbf{M}_0 \perp \mathbf{n}$ и $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{H}_{ex}$).

Законы дисперсии симметричных и антисимметричных мод задаются уравнением

$$\left[\tan\left(\frac{kd}{2\sqrt{-\mu_{xx}}}\right) + \frac{1}{\sqrt{-\mu_{xx}}} \right] \left[\tan\left(\frac{kd}{2\sqrt{-\mu_{xx}}}\right) - \sqrt{-\mu_{xx}} \right] = 0, \quad (6)$$

где μ_{xx} – компонента тензора магнитной проницаемости в системе координат

хуз с осями $z \parallel \mathbf{M}_0$ и $x \parallel \mathbf{n}$.

Аналогично анализу ПОМСВ будем рассматривать μ_{xx} как параметр со значениями $-\infty < \mu_{xx} < 0$. Тогда закон дисперсии основной моды ООМСВ (антисимметричной) будет задан в виде параметрической зависимости

$$kd = 2\sqrt{-\mu_{xx}} \arctan(\sqrt{-\mu_{xx}}), \quad (7)$$

$$\left(\frac{f}{g}\right)^2 = H_\tau(H_\tau - H_u) - \frac{4\pi M_0 \cdot H_\tau}{\mu_{xx} - 1}, \quad (8)$$

где $H_\tau = H_{ex} + M_0 N_t^c$.

Из (8) получим выражение для ТКЧ

$$\begin{aligned} \alpha_{BVW} &= \\ &= \frac{1}{2(f/g)^2} \left[-\frac{H_\tau}{\mu_{xx} - 1} \frac{d(4\pi M_0)}{dT} + \left(2H_\tau - H_u - \frac{4\pi M_0}{\mu_{xx} - 1} \right) \frac{d(M_0 N_t^c)}{dT} - H_\tau \frac{dH_u}{dT} \right] = \\ &= A \frac{d(4\pi M_0)}{dT} + B \frac{d(M_0 N_t^c)}{dT} + D \frac{dH_u}{dT}. \end{aligned} \quad (9)$$

В отличие от предыдущего случая производные $d(M_0 N_t^c)/dT$ и dH_u/dT входят в выражение ТКЧ с разными коэффициентами. Анализ выражения показывает, что в важной для практики длинноволновой части спектра (когда согласно (7) $\mu_{xx} \rightarrow 0$) большие значения B/A реализуются в полях $H_\tau < 4\pi M_0$. И даже если $|d(M_0 N_t^c)/dT| < |d(4\pi M_0)/dT|$, то влияние поля кристаллографической анизотропии может оказаться существенным.

Вклад одноосной анизотропии в ТКЧ характеризуется отношением $D/A = \mu_{xx} - 1$, которое по уравнению (7) зависит только от kd . Причем, если $kd \rightarrow 0$, то $D/A \rightarrow -1$. Так что в длинноволновой части спектра ООМСВ влияние одноосной анизотропии на ТКЧ будет определяться соотношением производных dH_u/dT и $d(4\pi M_0)/dT$. На рис. 2 приведены примеры зависимостей, рассчитанных на основе уравнений (7) и (9).

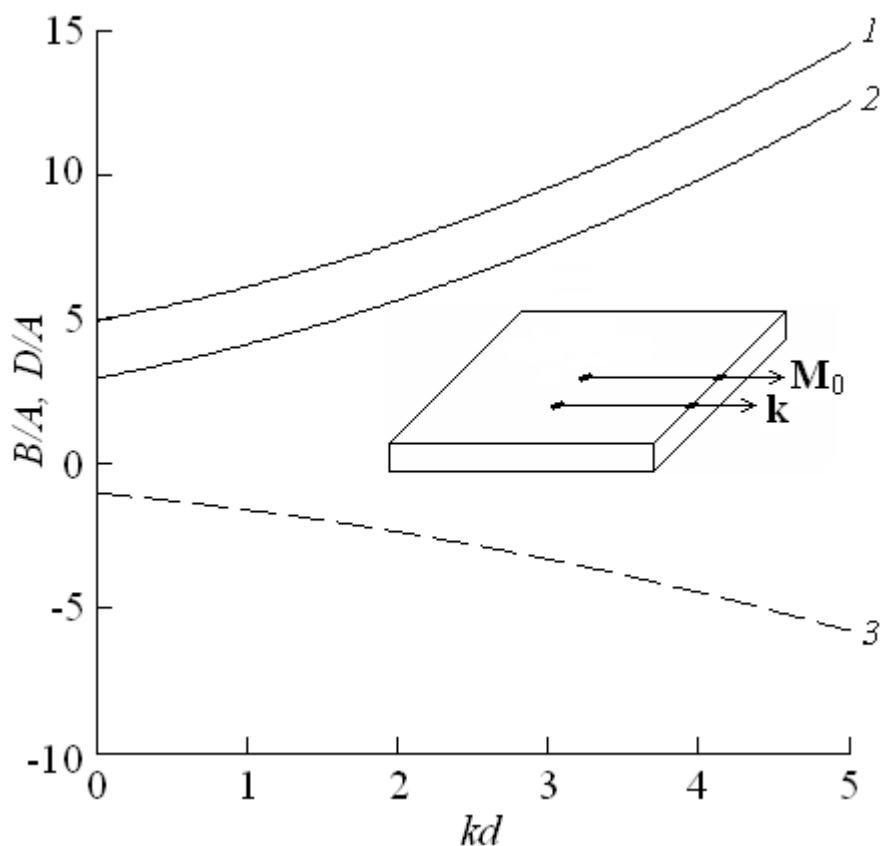


Рис. 2. Зависимости, характеризующие вклады полей анизотропии пленочного феррита в ТКЧ основной моды ООМСВ. Сплошные кривые 1, 2 изображают отношение B/A , пунктирная 3 – отношение D/A . Значения параметров: 1 – $H_\tau/4\pi M_0 = 1/3$; 2 – $H_\tau/4\pi M_0 = 1$, 3 – не зависит от $H_\tau/4\pi M_0$. Полагалось, что $H_u \ll H_\tau$, но без наложения ограничений на значение производной dH_u/dT .

3. Поверхностная магнитоэлектрическая волна (ПМСВ).

Вектор \mathbf{M}_0 направлен касательно к пленке, и волна распространяется перпендикулярно этому направлению ($\mathbf{M}_0 \perp \mathbf{n}$, $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}_0$ и, по-прежнему, $\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{H}_{ex}$).

Для небольших полей одноосной анизотропии, когда $H_u \ll H_\tau$ и $H_u \ll 4\pi M_0$ (но без ограничений на значения dH_u/dT), ДУ поверхностной МСВ имеет вид [6]

$$\left(\frac{f}{g}\right)^2 = H_\tau(H_\tau + 4\pi M_0 - H_u) + \left(\frac{4\pi M_0 - H_u}{2}\right)^2 [1 - \exp(-2kd)] + 4\pi M_0 \cdot H_u \cdot P(kd), \quad (10)$$

где функция $P(kd)$ задана выражением

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

Из (10) путем дифференцирования по температуре получим выражение для ТКЧ поверхностной МСВ

$$\begin{aligned} \alpha_{SW} = \frac{1}{2(f/g)^2} & \left\{ \left[H_\tau + (4\pi M_0 - H_u) \cdot \frac{1 - \exp(-2kd)}{2} + H_u \cdot P(kd) \right] \frac{d(4\pi M_0)}{dT} + \right. \\ & + (2H_\tau + 4\pi M_0 - H_u) \frac{d(M_0 N_t^c)}{dT} + \\ & \left. + \left[-H_\tau - (4\pi M_0 - H_u) \cdot \frac{1 - \exp(-2kd)}{2} + 4\pi M_0 \cdot P(kd) \right] \frac{dH_u}{dT} \right\} = \\ & = A \frac{d(4\pi M_0)}{dT} + B \frac{d(M_0 N_t^c)}{dT} + D \frac{dH_u}{dT}. \end{aligned} \quad (11)$$

Графический анализ формулы приведен на рис. 3.

Видно, что влияние поля кристаллографической анизотропии будет наиболее существенным в длинноволновой части спектра и в слабых намагничивающих полях, когда $H_\tau < 4\pi M_0$.

Относительный вклад поля одноосной анизотропии характеризуется приближенным равенством $D/A \approx -1$ (точным на границах спектра), так что влияние одноосной анизотропии на ТКЧ будет определяться соотношением производных dH_u/dT и $d(4\pi M_0)/dT$.

Подытоживая результаты данного раздела, отметим, что проведенный анализ основывался на наиболее общем описании кристаллографической магнитной анизотропии. Для получения численных значений ТКЧ необходимо конкретизировать выражение $M_0 N_t^c$, связав его с материальными параметрами

феррита и типом оси симметрии. При этом наибольший интерес представляют ферриты с кубической симметрией кристаллической решетки и оси симметрии третьего и четвертого порядка.

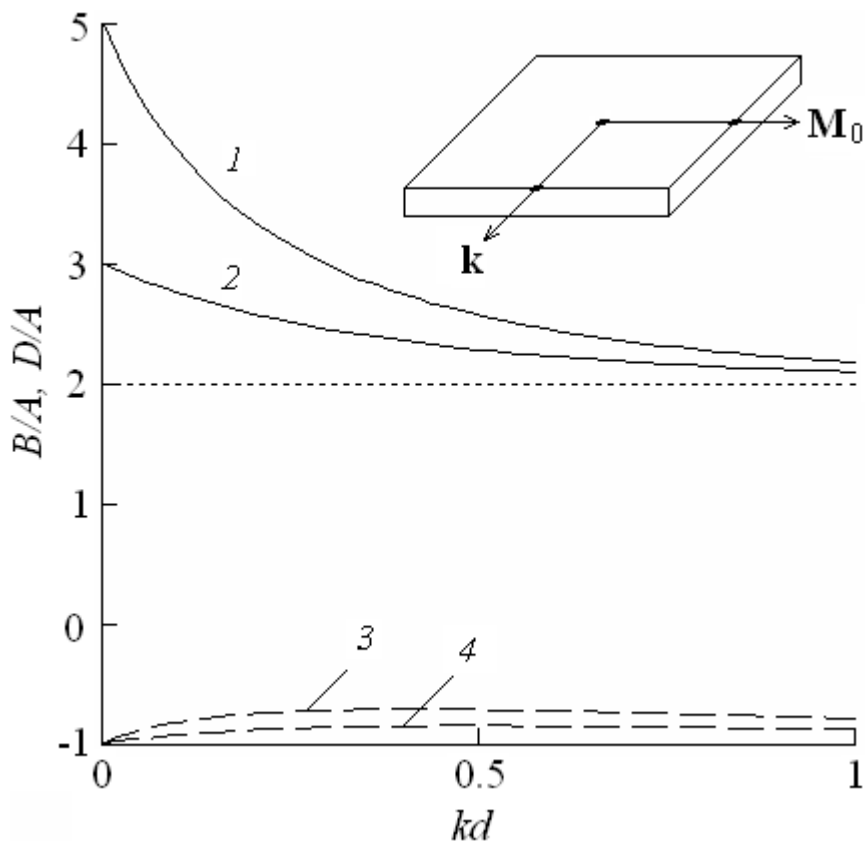


Рис. 3. Зависимости, характеризующие вклады полей анизотропии пленочного феррита в ТКЧ поверхностной МСВ. Кривые 1, 2 изображают отношение B/A ; 3, 4 – D/A . Значения параметров: 1, 3 – $H_\tau/4\pi M_0 = 1/3$; 2, 4 – $H_\tau/4\pi M_0 = 1$. Полагалось, что $H_u \ll H_\tau$ и $H_u \ll 4\pi M_0$, но без ограничений на значение производной dH_u/dT .

Поверхностная МСВ в пленке с кубической магнитной анизотропией

Знание зависимости эффективных размагничивающих факторов от углов, определяющих ориентацию вектора намагниченности относительно кристаллической решетки, позволяет детализировать исследование. В частности, появляется возможность сравнивать между собой характеристики

МСВ для направлений намагничивания вдоль осей симметрии разного порядка.

Вывод необходимых угловых зависимостей был построен на основе выражения для плотности энергии кубической магнитной анизотропии. Инвариантное к преобразованиям симметрии кристаллической решетки выражение, учитывающее лишь одну, как правило, наибольшую константу, имеет вид [7]

$$W_a^c = -\frac{K_{c1}}{2M^4} \sum_p M_p^4.$$

Здесь K_{c1} – первая константа кубической магнитной анизотропии, а суммирование производится по проекциям вектора намагниченности на оси системы координат, образованной осями симметрии кристалла четвертого порядка. В системе координат xuz с осью $z \parallel \mathbf{M}_0$ и при произвольной ориентации \mathbf{M}_0 диагональные компоненты тензора N_{ij}^c имеют вид

$$\left. \begin{aligned} M_0 N_{xx}^c &= -6H_c \sum_p \beta_{xp}^2 \beta_{zp}^2 \\ M_0 N_{yy}^c &= -6H_c \sum_p \beta_{yp}^2 \beta_{zp}^2 \\ M_0 N_{zz}^c &= -2H_c \sum_p \beta_{zp}^4 \end{aligned} \right\},$$

где $H_c = K_{c1}/M_0$ – эффективное поле кубической анизотропии, β_{ip} – косинусы углов, образованных координатными осями $i = x, y, z$ с осями кристалла $p = [100], [010], [001]$. Из этих выражений был рассчитан параметр $M_0 N_t^c$ для направлений вектора \mathbf{M}_0 вдоль высокосимметричных осей типа $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$.

Пусть $z \parallel \mathbf{M}_0 \parallel [001]$. Тогда

$$\beta_{z,[100]} = \beta_{z,[010]} = \beta_{x,[001]} = \beta_{y,[001]} = 0, \quad \beta_{z,[001]} = 1.$$

После подстановок и простейших вычислений получим

$$M_0 N_t^c \equiv M_0 (N_{xx}^c - N_{zz}^c) = M_0 (N_{yy}^c - N_{zz}^c) = 2H_c. \quad (12)$$

Очевидно, что выведенные равенства можно использовать для любой оси типа

<100>.

Аналогичный расчет был выполнен для $\mathbf{M}_0 \parallel \langle 111 \rangle$. Полагая $z \parallel \mathbf{M}_0 \parallel [111]$ и $\beta_{zp} = 1/\sqrt{3}$, получим окончательно

$$M_0 N_t^c \equiv M_0 (N_{xx}^c - N_{zz}^c) = M_0 (N_{yy}^c - N_{zz}^c) = -\frac{4}{3} H_c. \quad (13)$$

Выражения (12) и (13) могут быть использованы для подстановок в формулы (5), (9), (11).

Наибольший практический интерес представляет ПМСВ. Поверхностная волна имеет только одну моду и более эффективно, чем объемные волны, возбуждается с помощью микрополоскового преобразователя. Для удобства проведения анализа ТКЧ поверхностной волны преобразуем (11) к виду

$$\alpha_{sw} = \frac{1}{2(f/g)^2} \left\{ \left[H_\tau + 4\pi M_{eff} \cdot \frac{1 - \exp(-2kd)}{2} \right] \frac{d(4\pi M_{eff})}{dT} + \right. \\ \left. + (2H_\tau + 4\pi M_{eff}) \frac{d(M_0 N_t^c)}{dT} + P(kd) \cdot \left[H_u \frac{d(4\pi M_{eff})}{dT} + (4\pi M_{eff} + 2H_u) \frac{dH_u}{dT} \right] \right\}, \quad (14)$$

где $4\pi M_{eff} = 4\pi M_0 - H_u$ – эффективная намагниченность. Анизотропия ТКЧ в плоскости пленки обусловлена слагаемыми с производными $d(4\pi M_{eff})/dT$ и $d(M_0 N_t^c)/dT$, так как параметр $M_0 N_t^c$ (входящий, в том числе, в выражение для H_τ) зависит от кристаллографической ориентации вектора \mathbf{M}_0 . Слагаемые, объединенные квадратными скобками с множителем $P(kd)$, изотропны. Кроме того, в ряде случаев (например, в устройствах на основе пленок ЖИГ) можно полагать, что $H_u \ll H_\tau$ и $dH_u/dT \ll d(4\pi M_{eff})/dT$. Тогда с учетом того, что функция $P(kd)$ имеет максимум со значением $\max\{P(kd)\} \approx 0.1$, выражение (14) можно использовать в нулевом по параметрам H_u и dH_u/dT приближении.

Примеры расчетов ТКЧ, выполненных по формуле (14) с подстановками (12) и (13) приведены на рис. 4, 5. При этом рис. 4 демонстрирует чувствительность ТКЧ к кристаллографической ориентации вектора \mathbf{M}_0 , а рис.

5 – к температурному коэффициенту dH_c/dT и к напряженности намагничивающего поля H_{ex} . Отметим, что в примерах полагалось $H_{\tilde{n}} = 0$, так что масштаб плоскостной анизотропии ТКЧ определяется исключительно производной dH_c/dT . Причем оказалось, что значения этой производной могут компенсировать гораздо большие значения производной $d(4\pi M_{eff})/dT$. В условиях полной компенсации зависимости на рис. 5 проходят через нулевое значение.

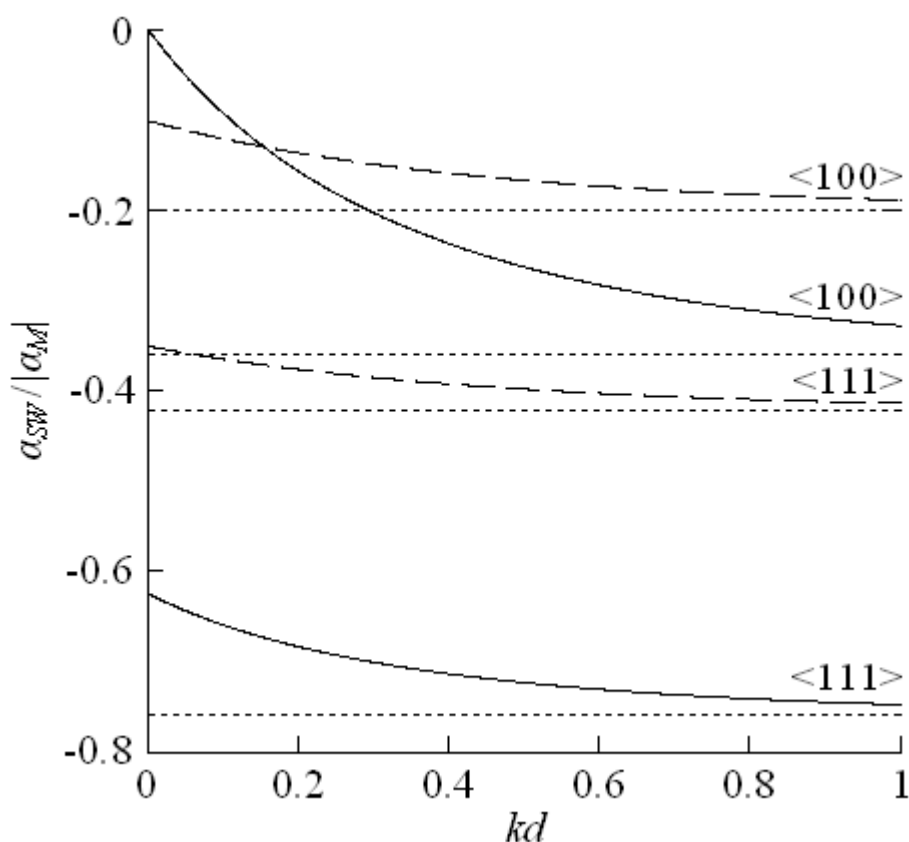


Рис. 4. Нормированный температурный коэффициент частоты ПМСВ для двух кристаллографических ориентаций вектора постоянной намагниченности (указаны на кривых). Полагалось:

$$\alpha_M = \frac{1}{4\pi M_{eff}} \cdot \frac{d(4\pi M_{eff})}{dT} < 0; \quad \frac{H_c}{4\pi M_{eff}} = 0; \quad \frac{dH_c/dT}{d(4\pi M_{eff})/dT} = -0.1;$$

$\frac{H_{ex}}{4\pi M_{eff}} = \frac{1}{3}$ – сплошные кривые; $\frac{H_{ex}}{4\pi M_{eff}} = 1$ – пунктирные.

Асимптотические значения – точечные.

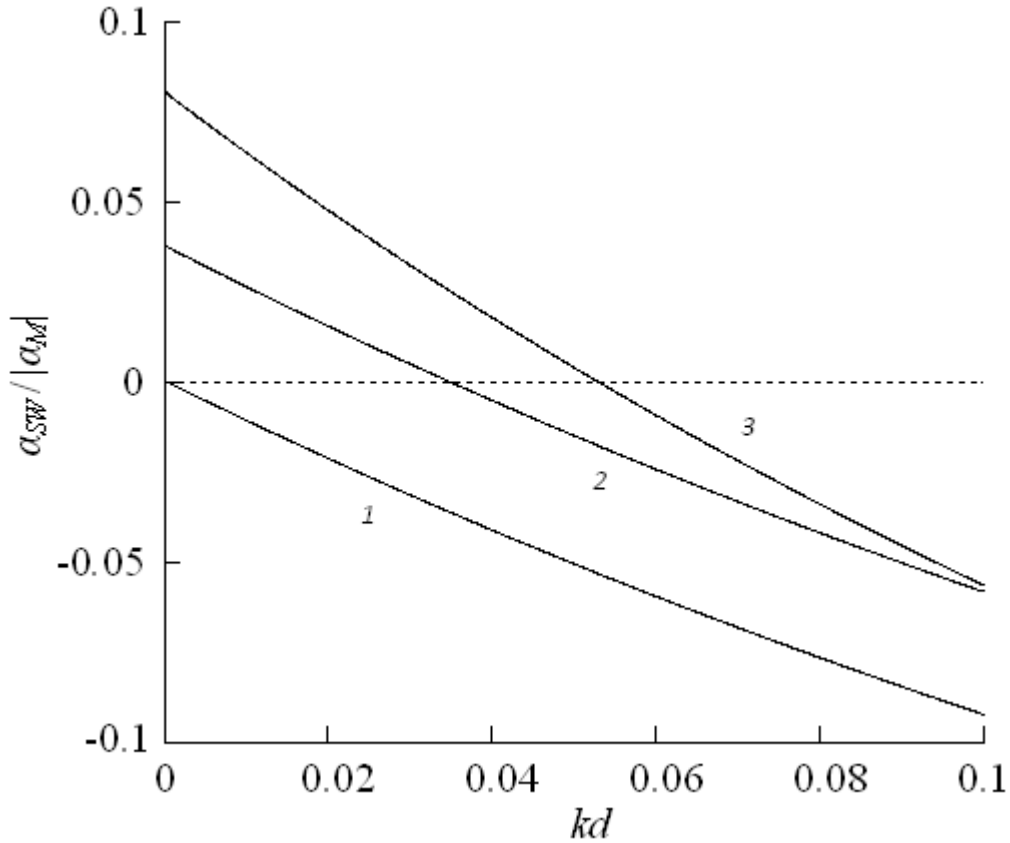


Рис. 5. Полагалось: $\mathbf{M}_0 \parallel \langle 100 \rangle$; $\alpha_M = \frac{1}{4\pi M_{eff}} \cdot \frac{d(4\pi M_{eff})}{dT} < 0$; $\frac{H_c}{4\pi M_{eff}} = 0$.

Таблица 1

Параметры, использованные при расчете зависимостей на рис. 5.

№ кривой	$\frac{dH_c/dT}{d(4\pi M_{eff})/dT}$	$\frac{H_{ex}}{4\pi M_{eff}}$
1	- 0.10	1/3
2	- 0.11	1/3
3	- 0.10	1/4

Термостабилизация частот из спектра поверхностной МСВ

Возможность обращения ТКЧ в ноль имеет большое практическое значение. Поэтому был проведен подробный анализ необходимых условий.

Рассмотрим пленку с кристаллографической ориентацией {110}. В плоскости такой пленки расположены оба типа высокосимметричных осей – $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$. Используем формулу (14) для анализа знака ТКЧ. По-прежнему ограничимся нулевым приближением по параметрам H_u и dH_u/dT . Кроме того, полагаем, что $d(4\pi M_{eff})/dT < 0$ и $dH_c/dT > 0$. Оба неравенства выполняются, например, в пленках ЖИГ. Тогда для ориентации $\mathbf{M}_0 \parallel \langle 111 \rangle$ из (14) с подстановкой (13) следует

$$\alpha_{SW, \langle 111 \rangle} < 0. \quad (15)$$

Потребуем для $\mathbf{M}_0 \parallel \langle 100 \rangle$ выполнения противоположного неравенства

$$\alpha_{SW, \langle 100 \rangle} > 0. \quad (16)$$

В этом случае между осями $\langle 111 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$ будет расположено направление намагничивания с нулевым значением ТКЧ. Исследуем условия выполнения (16). Выражение (14) с подстановкой (12) и алгебраические преобразования приводят к следующему условию положительности значений ТКЧ для ориентации $\mathbf{M}_0 \parallel \langle 100 \rangle$

$$\frac{(H_\tau)_{\langle 100 \rangle}}{4\pi M_{eff}} = \frac{H_{ex} + 2H_c}{4\pi M_{eff}} < \frac{1}{2} \left[\frac{\exp(-2kd)}{1 + 4v} - 1 \right], \quad (17)$$

где

$$v = \frac{dH_c/dT}{d(4\pi M_{eff})/dT}.$$

В соответствии со знаками производных отношение v отрицательно ($v < 0$), и вместе с тем при выводе (17) полагалось $1 + 4v > 0$ (что имеет место, например, в ЖИГ). При возрастании kd правая часть неравенства (17) из положительной становится отрицательной, тогда как левая всегда положительна. Следовательно, неравенство может быть удовлетворено в ограниченном

интервале значений kd , расположенном вблизи длинноволновой границы спектра ПМСВ. Из (17) следует также ограничение на значения H_{ex} . Полагая $kd = 0$, получим

$$H_{ex} < H_0, \quad H_0 = -2 \left[4\pi M_{eff} \frac{dH_c/dT}{d(4\pi M_{eff})/dT + 4dH_c/dT} + H_c \right]. \quad (18)$$

В частности, оценка значения H_0 для ЖИГ дает: $4\pi M_{eff} \approx 1750 \text{ G}$, $H_c = -42 \text{ Oe}$, $d(4\pi M_{eff})/dT \approx -4.0 \text{ G/K}$, $dH_c/dT \approx 0.4 \text{ Oe/K}$ и $H_0 \approx 660 \text{ Oe}$.

Для сравнения заметим, что в модели пленки из изотропного феррита, помещенного в касательное намагничивающее поле, ТКЧ поверхностной МСВ всегда имеет отрицательное значение. При этом модель изотропного феррита, как правило, применяется к пленкам с ориентацией типа $\{111\}$. В анизотропном же материале и пленках с ориентацией $\{110\}$, как следует из проведенного рассмотрения, возможна инверсия знака ТКЧ при изменении направления намагничивания между касательными осями $\langle 111 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$.

Экспериментальные результаты

Метод измерения дисперсионных характеристик ПМСВ был аналогичен использованному в работе [8]. Магнитостатические волны возбуждались и регистрировались с помощью двух пар микрополосковых преобразователей, изготовленных на металлизированной подложке из поликора (рис. 6). Исследуемый образец накладывался на модуль и фиксировался прижимным устройством. С помощью измерителя комплексных коэффициентов передачи снималась амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) модуля. Из-за разницы расстояний, пройденных МСВ между двумя парами преобразователей, на АЧХ формировалась интерференционная картина. По интерференционным максимумам и минимумам определялись значения частоты и волнового числа. В отличие от метода подвижного преобразователя, позволяющего выбрать любую частоту из спектра МСВ, в данном методе закон дисперсии строился по

дискретному набору значений волновых чисел и соответствующих им частот. Возможные значения определены интерференционными равенствами: $k_{\max,n}(l_1 - l_2) = 2n\pi$ и $k_{\min,n}(l_1 - l_2) = (2n - 1)\pi$.

Измерительная ячейка была расположена между полюсами электромагнита, служившего источником постоянного намагничивающего поля. Изменения температуры образца осуществлялись его охлаждением в парах жидкого азота, либо нагревом с помощью плоского термоэлемента. Для измерения температуры использовалась термопара.

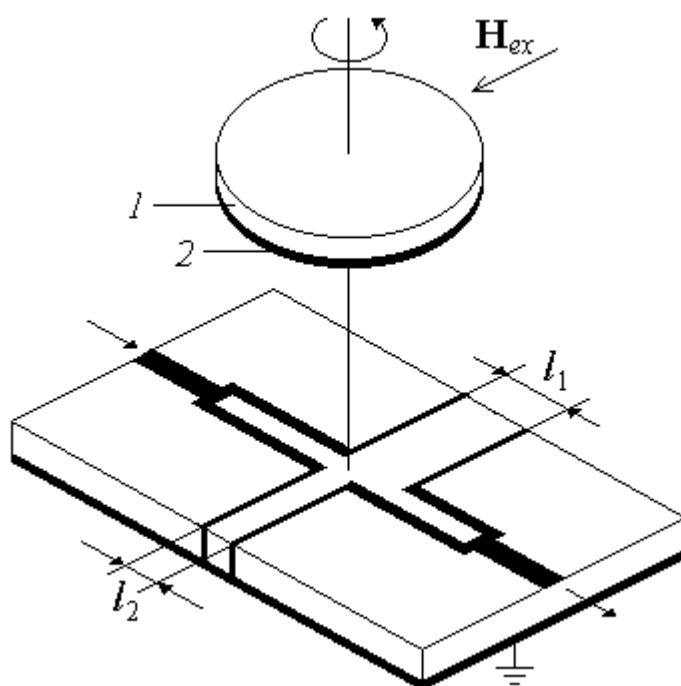


Рис. 6. Конструкция микрополоскового модуля. $(l_1 - l_2) = 2.025 \text{ mm}$. 1 – подложка из кристалла $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$, 2 – пленка ЖИГ. Изменение кристаллографической ориентации намагничивающего поля H_{ex} осуществлялось поворотом образца.

Из зависимостей $f^{(1)}(kd)$ и $f^{(2)}(kd)$, построенных при температурах $T_1 = 273 \text{ K}$ и $T_2 = 293 \text{ K}$, рассчитывался ТКЧ

$$\alpha_f(kd) = \frac{2}{f^{(1)}(kd) + f^{(2)}(kd)} \cdot \frac{f^{(2)}(kd) - f^{(1)}(kd)}{T_2 - T_1}.$$

Полученные значения приведены на рис. 7. Для построения расчетных зависимостей были измерены материальные параметры пленки (по методике работы [9]).

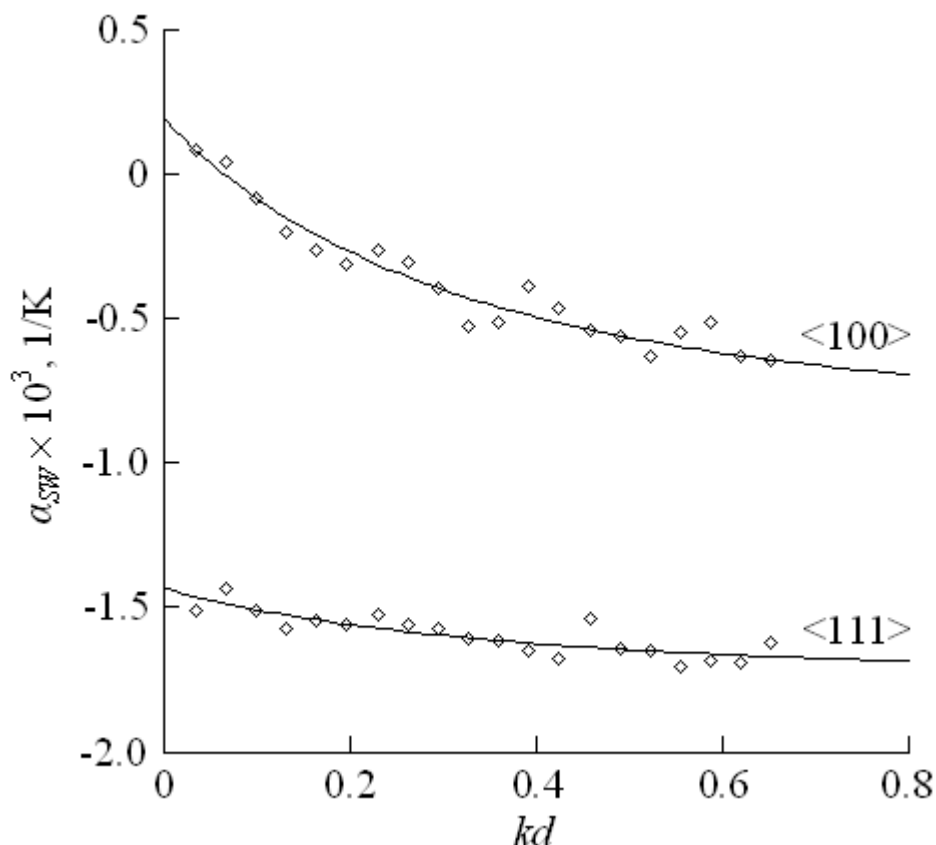


Рис. 7. Экспериментальные значения ТКЧ в касательно намагниченной пленке ЖИГ с ориентацией {110} и толщиной $d = 10.5 \mu\text{m}$. Направление магнитного поля совпадало с касательными осями $\langle 100 \rangle$, $\langle 111 \rangle$ и указано на зависимостях. Напряженность поля $H_{ex} = 600 \text{ Oe}$. Параметры пленки, использованные при построении расчетных зависимостей (сплошные кривые): $4\pi M_{eff} = 1830 \text{ G}$, $H_c = -42 \text{ Oe}$, $d(4\pi M_{eff})/dT = -4.2 \text{ G/K}$, $dH_c/dT = 0.46 \text{ Oe/K}$.

Экспериментальные результаты подтвердили выводы теории о существенности влияния кристаллографической магнитной анизотропии на температурные характеристики МСВ. Данные на рис. 7 демонстрируют значительную плоскостную анизотропию ТКЧ и термостабилизирующее влияние поля анизотропии для направлений намагничивания вдоль осей типа $\langle 100 \rangle$.

Выводы

1. Выполнен сравнительный анализ температурных характеристик основных типов магнитостатических волн в монокристаллической пленке. При выводе выражений для ТКЧ была учтена температурная зависимость всех параметров, входящих в дисперсионные уравнения. «Привязка» вектора намагниченности к осям симметрии позволила упростить расчеты и выявить физические факторы, определяющие температурные характеристики МСВ. Установлено, что влияние кристаллографической магнитной анизотропии на ТКЧ определяется как температурной зависимостью параметров поля анизотропии, так и ориентацией вектора намагниченности относительно кристаллической решетки и плоскости пленки.

2. Изучены температурные коэффициенты частот ПМСВ в пленке феррита с кубической симметрией кристаллической решетки. Показано, что в пленке с кристаллографической ориентацией типа $\{110\}$ магнитная анизотропия может приводить к инверсии знака ТКЧ. Основные выводы теории были подтверждены экспериментальным исследованием пленок ЖИГ.

3. Развитые представления могут быть использованы как для обработки результатов физических экспериментов, так и для проектирования пленочных приборов с заданными температурными характеристиками. Из полученных результатов следует, что даже в слабоанизотропных материалах влияние кристаллографической анизотропии на ТКЧ будет существенным. При этом температурными характеристиками МСВ можно управлять, осуществляя выбор

кристаллографической ориентации пленки и ориентации намагничивающего поля.

Литература

1. *Ваишковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.Г.* Магнитостатические волны в электронике СВЧ. Саратов: Изд.-во СГУ, 1993. 316 с.
2. *Гласс Х.Л.* Ферритовые пленки для СВЧ-устройств // ТИИЭР. 1988. Т. 76, № 2. С. 64-72.
3. *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.
4. *Фетисов Ю.К.* Термостабильная ориентация пленки феррита в устройствах на магнитостатических волнах // ЖТФ. 1987. Т. 57, № 12. С. 2393-2397.
5. *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.
6. *Шагаев В.В.* Метод расчета характеристик поверхностных магнитостатических волн в анизотропных ферромагнитных пленках // ЖТФ. 2004. Т.74. Вып. 10. С. 108-112.
7. *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. – М.: Наука, 1994, 464 с.

8. *Гусев Б.Н., Чивилева О.А., Гуревич А.Г., Эмирян Л.М., Наронович О.Б.* Затухание поверхностной магнитостатической волны // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9, № 3. С. 159-163.
9. *Шагаев В.В.* Зависимость частот магнитостатических волн от напряжённости поля подмагничивания в ферритовых плёнках // ФТТ. 1998. Т.40, № 11. С. 2089-2092.