

01;05;06

Параметрическое возбуждение спиновых волн в нелинейном магнитостатическом резонаторе

© М.А. Попов, И.В. Зависяк

Киевский национальный университет им. Т. Шевченко,
01033 Киев, Украина
e-mail: zav@univ.kiev.ua

(Поступило в Редакцию 21 февраля 2007 г.)

Развита теория параметрической неустойчивости спиновых волн, которая одновременно учитывает кубическую анизотропию и одноосную анизотропию первого и второго порядков. Рассмотрен вклад разных видов анизотропии в дисперсионное соотношение, коэффициенты нелинейности первого и второго порядков. Предложена методика исследования параметрической неустойчивости колебаний магнитостатических резонаторов, опирающаяся на измерения их добротности. Измерения использованы для определения частот релаксации параметрически возбуждаемых спиновых волн в пленках железоиттриевого граната на частотах, близких к 1 GHz. Показана необходимость учета нелинейной зависимости частот спиновых волн от подмагничивающего поля при исследовании релаксационных параметров ферритовых материалов.

PACS: 75.30.Ds

Введение

Известно, что в ферритовых резонаторах нелинейные свойства феррита приводят к параметрическому возбуждению спиновых волн (ПВСВ). Это явление может ограничить сферу их применения или, наоборот, лечь в основу нелинейного устройства, например ограничителя мощности.

Базовая теория ПВСВ в изотропных ферромагнетиках поперечной накачкой была предложена в [1] и развита на случай произвольной ориентации и поляризации СВЧ-поля накачки в [2,3].

Влияние одноосной анизотропии типа „легкая плоскость“ на ПВСВ в первой и второй зонах при наличии поперечной и продольной накачек исследовано в [4–6].

В [7] были выведены нелинейные уравнения для амплитуд спиновых волн в кристалле кубической симметрии и рассмотрено ПВСВ при произвольной взаимной ориентации переменного и постоянного магнитных полей в первой зоне. Для второй зоны аналогичное исследование было проведено в работе [8].

Обобщение теории ПВСВ в первой и второй зонах при двойной накачке полями произвольной ориентации и поляризации было сделано в [9]. При этом материалы с одноосной и кубической анизотропией рассматривались в отдельности.

Для наиболее распространенных (111) пленок железоиттриевого граната (ЖИГ) характерна тригональная симметрия, для которой энергия анизотропии может быть представлена как сумма вкладов кубической анизотропии и одноосной анизотропии первого и второго порядков [10]. Одновременный учет анизотропии в рамках такой трехпараметрической модели был сделан в [11] при рассмотрении ПВСВ во второй зоне в эпитаксиальных пленках при нормальном намагничивании.

Заметим, что магнитная кристаллографическая анизотропия оказывает существенное влияние как на частотный спектр спиновых волн, так и на нелинейные процессы в ферромагнетике, в частности на порог ПВСВ. Необходимость корректного учета анизотропии пленок очевидна при малых полях, когда величина подмагничивающего поля близка к величине полей анизотропии.

В недавних работах внимание было сосредоточено на исследовании ПВСВ с участием поверхностных магнитостатических мод [12,13], рассмотрении особенностей ПВСВ в гексаферритах [14] и в металлических ферромагнетиках [15], а также учете зависимости релаксационных характеристик от волнового вектора спиновой волны.

Целью настоящей работы является развитие теории ПВСВ в касательно намагниченных ферритовых пленках в первой и второй зонах с применением трехпараметрической модели анизотропии; экспериментальное исследование порогов ПВСВ в пленочных резонаторах ЖИГ при малых подмагничивающих полях и определении частот релаксации спиновых волн.

Теоретический анализ

Рассмотрим пленочный магнитостатический резонатор с произвольной ориентацией среза подложки. Будем рассматривать ферромагнетик с тригональной симметрией, опираясь на модель, представленную в [10]. Для рассмотрения кубического вклада введем систему координат (x', y', z') , оси которой совпадают с кристаллографическими осями кубической решетки подложки, как показано на рис. 1. Для заданной ориентации среза подложки повернем систему координат так, чтобы ось z лежала в плоскости пленки, а ось y была перпендикулярна плоскости. Это можно сделать за счет последовательных поворотов системы координат на угол φ

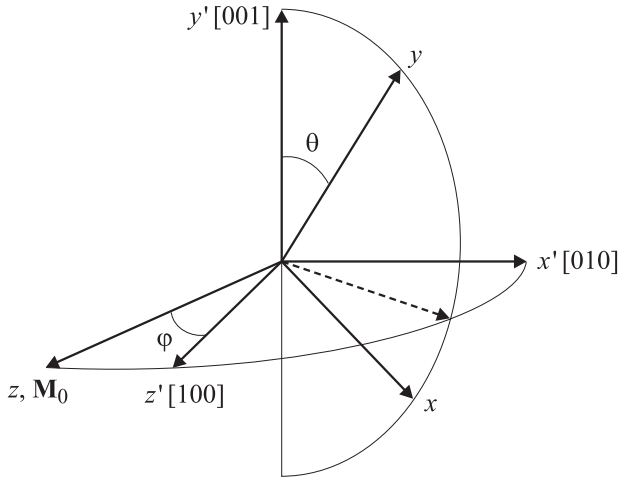


Рис. 1. Системы координат, используемые в расчетах.

относительно оси y , и на угол θ относительно оси z . Подбирая φ и θ можно добиться желаемой ориентации системы координат при любой ориентации подложки. При таком повороте направляющие косинусы намагниченности в двух системах координат связаны между собой следующим образом:

$$\begin{aligned}\alpha_{x'} &= \alpha_x \cos \varphi + \alpha_y \sin \varphi \cos \theta + \alpha_z \sin \varphi \sin \theta, \\ \alpha_{y'} &= -\alpha_x \sin \varphi + \alpha_y \cos \varphi \cos \theta + \alpha_z \cos \varphi \sin \theta, \\ \alpha_{z'} &= -\alpha_y \sin \theta + \alpha_z \cos \theta.\end{aligned}\quad (1)$$

Пусть пленка намагничена касательно. Считаем, что вектор равновесной статической намагниченности \mathbf{M}_0 направлен вдоль оси z . При этом вектор постоянного подмагничивающего поля \mathbf{H}_0 необязательно совпадает с \mathbf{M}_0 . В некоторых случаях, например, при намагничивании вдоль осей $\langle 111 \rangle$ или $\langle 110 \rangle$, они коллинеарны, в остальных следует решить статическую задачу и найти направление намагниченности, соответствующее заданному полю (или наоборот).

Будем рассматривать малые отклонения вектора намагниченности от равновесного состояния, т.е. от оси z . В этом случае малым параметром задачи служит отношение поперечной составляющей намагниченности к полной намагниченности: $\alpha_x = M_x/M_0$, $\alpha_y = M_y/M_0$, $\alpha_x, \alpha_y \ll 1$. Перейдем к круговым переменным $a = \alpha_x + i\alpha_y$, $a^* = \alpha_x - i\alpha_y$. При этом $\alpha_z = M_z/M_0 = \sqrt{1 - aa^*} \approx 1 - 1/2aa^*$.

Для исследования параметрических процессов запишем уравнение Ландау–Лифшица в круговых переменных [2]:

$$-i\dot{a} = a\gamma H_z + \left(1 - \frac{1}{2}aa^*\right)\gamma H^+, \quad (2)$$

где $H^+ = H_x + iH_y$, H_z — компоненты эффективного магнитного поля, γ — гиромагнитное отношение.

В эффективное поле включим внешнее постоянное поле \mathbf{H}_0 , переменное СВЧ магнитное поле \mathbf{h} , обменное поле \mathbf{H}_{ex} , дипольное размагничивающее поле \mathbf{H}_d и поле магнитной кристаллографической анизотропии \mathbf{H}_A .

Используем представление плоских однородных спиновых волн

$$\mathbf{a}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{k}} \mathbf{a}_{\mathbf{k}}(t) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \quad (3)$$

и, соответственно,

$$a(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}}(t) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}.$$

Тогда составляющие эффективного поля

$$\mathbf{H}_d = -M\hat{N}\mathbf{a}_0 - 4\pi M \sum_{\mathbf{k} \neq 0} \frac{\mathbf{k}(\mathbf{a}_{\mathbf{k}}\mathbf{k})}{k^2} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}},$$

$$\mathbf{H}_{ex} = -2A/M \sum_{\mathbf{k}} k^2 \mathbf{a}_{\mathbf{k}}(t) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}},$$

$$\mathbf{H}_0 = H_{0z} \mathbf{e}_z + H_{0x} \mathbf{e}_x + H_{0y} \mathbf{e}_y.$$

Внешнее СВЧ-поле произвольной ориентации и поляризации представим в виде

$$\mathbf{h} = \{a_x h_0 \cos(\omega t + \delta_x), a_y h_0 \cos(\omega t + \delta_y), a_z h_0 \cos(\omega t)\}.$$

Подбирая $a_x, a_y, a_z, \delta_x, \delta_y$, можно задать любую конфигурацию поля.

Поле анизотропии рассмотрим более подробно, считая, что одновременно присутствует как кубическая анизотропия, так и одноосная первого и второго порядка [10,16]. Первая обусловлена кубической симметрией кристаллической решетки ЖИГ, а вторая — эпитаксиальной технологией получения пленочных структур. Одноосная анизотропия считается нормальной к поверхности пленки.

Энергию кубической анизотропии можно представить в виде разложения в ряд по степеням направляющих косинусов вектора намагниченности [17], ограничившись первыми слагаемыми

$$W_A = -\frac{K_{\text{cub}}}{2} (\alpha_{x'}^4 + \alpha_{y'}^4 + \alpha_{z'}^4).$$

Чтобы получить выражения для поля, следует выразить направляющие косинусы системы координат (z', y', z') через (x, y, z) и воспользоваться формулой

$$\mathbf{H}_A = -\frac{1}{M} \frac{\partial W_A}{\partial \mathbf{a}}.$$

Поскольку при эпитаксиальной технологии выращивания пленок ось одноосной анизотропии направлена нормально к поверхности пленки, можно записать энергию одноосной анизотропии, учитывая первый и второй порядок анизотропии [10]

$$W_A = -K_{u1}\alpha_y^2 - K_{u2}\alpha_y^4.$$

Поле находится аналогичным образом.

Подставив в (2) выражения для полей, получим следующее уравнение, описывающее процессы первого и второго порядков при параметрическом возбуждении спиновых волн [9]:

$$\begin{aligned} -i\dot{a}_{\mathbf{k}} &= A_{\mathbf{k}}a_{\mathbf{k}} + B_{\mathbf{k}}a_{-\mathbf{k}}^* + \frac{1}{2}f_{1\mathbf{k}}a_0a_{\mathbf{k}} + f_{2\mathbf{k}}a_0a_{-\mathbf{k}}^* \\ &+ \frac{1}{2}f_{10\mathbf{k}}a_0^*a_{\mathbf{k}} + f_{3\mathbf{k}}a_0^*a_{-\mathbf{k}}^* + f_{4\mathbf{k}}a_0^2a_{-\mathbf{k}}^* \\ &+ f_{5\mathbf{k}}a_0a_0^*a_{-\mathbf{k}}^* + f_{6\mathbf{k}}a_0a_0^*a_{\mathbf{k}} + f_{7\mathbf{k}}a_0^2a_{\mathbf{k}} + f_{8\mathbf{k}}a_0^*a_{\mathbf{k}} \\ &+ f_{9\mathbf{k}}a_0^*a_{-\mathbf{k}}^* + \frac{\gamma}{2}a_{\mathbf{k}}a_z h_0(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}), \end{aligned} \quad (4)$$

где a_0 — решение уравнения (2) для однородной прецессии намагниченности ($\mathbf{k} = 0$), h_0 — амплитуда СВЧ-поля, a_z — косинус угла между векторами \mathbf{h} и \mathbf{M}_0 . В (4) использованы следующие обозначения:

$$\begin{aligned} A_{\mathbf{k}} &= \omega_H - \omega_M N_z + \gamma D k^2 + \frac{\omega_M}{2} \frac{|k_T|^2}{k^2} \\ &+ 2 \frac{\gamma K_{\text{cub}}}{M} (1 - 5 \cos^2 \varphi + 5 \cos^4 \varphi) - \frac{\gamma K_{u1}}{M}, \\ B_{\mathbf{k}} &= \frac{\omega_M}{2} \frac{k_T^2}{k^2} - 6 \frac{\gamma K_{\text{cub}}}{M} \cos^2 \varphi ((1 - \cos^2 \varphi \\ &- 2 \sin^2 \varphi \sin^2 \theta) + i 2 \sin \theta \cos \theta \sin^2 \varphi) + \frac{\gamma K_{u1}}{M}, \\ f_{1\mathbf{k}} &= -\omega_M \frac{k_z k_T^*}{k^2} + 18 \frac{\gamma K_{\text{cub}}}{M} \\ &\times \cos \varphi \sin \varphi (2 \cos^2 \varphi - 1) (\cos \theta - i \sin \theta), \\ f_{2\mathbf{k}} &= -\omega_M \frac{k_z k_T^*}{k^2} + 10 \frac{\gamma K_{\text{cub}}}{M} \\ &\times \cos \varphi \sin \varphi (2 \cos^2 \varphi - 1) (\cos \theta + i \sin \theta), \\ f_{10\mathbf{k}} &= -\omega_M \frac{k_z k_T^*}{k^2} + 20 \frac{\gamma K_{\text{cub}}}{M} \\ &\times \cos \varphi \sin \varphi (2 \cos^2 \varphi - 1) (\cos \theta + i \sin \theta), \\ f_{3\mathbf{k}} &= -3 \frac{\gamma K_{\text{cub}}}{M} \cos \varphi \sin \varphi (2 \cos^2 \varphi - 1) \\ &\times (\cos \theta (4 \sin^2 \theta - 1) + i \sin \theta (4 \sin^2 \theta - 3)), \\ f_{4\mathbf{k}} &= \frac{1}{2} \left(\omega_M \frac{k_z^2}{k^2} + \gamma D k^2 - \frac{\omega_M}{2} (N_x + N_y) \right. \\ &\left. - 9 \frac{\gamma K_{\text{cub}}}{M} (1 - 5 \cos^2 \varphi + 5 \cos^4 \varphi) + \frac{\gamma K_{u1}}{M} - 3 \frac{\gamma K_{u2}}{M} \right), \\ f_{5\mathbf{k}} &= -\frac{1}{4} \left(\omega_M \frac{k_T^2}{k^2} + \omega_M (N_x - N_y) \right) + 27 \frac{\gamma K_{\text{cub}}}{M} \\ &\times \cos^2 \varphi \sin^2 \varphi ((1 - 2 \sin^2 \theta) + i 2 \sin \theta \cos \theta) \\ &- \frac{\gamma K_{u1}}{M} + 3 \frac{\gamma K_{u2}}{M}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} f_{6\mathbf{k}} &= \frac{1}{2} \omega_M \frac{k_z^2}{k^2} - \frac{1}{4} \omega_M \left(1 + \frac{|k_T|^2}{k^2} \right) + \frac{3}{4} \omega_M N_z \\ &- 9 \frac{\gamma K_{\text{cub}}}{M} (1 - 5 \cos^2 \varphi + 5 \cos^4 \varphi) + \frac{\gamma K_{u1}}{M} - 3 \frac{\gamma K_{u2}}{M}, \\ f_{7\mathbf{k}} &= \frac{21}{2} \frac{\gamma K_{\text{cub}}}{M} \cos^2 \varphi \sin^2 \varphi ((1 - 2 \sin^2 \theta) \\ &- i 2 \sin \theta \cos \theta) + \frac{3}{2} \frac{\gamma K_{u2}}{M}, \\ f_{8\mathbf{k}} &= -\frac{\omega_M}{4} (N_x - N_y) + \frac{27}{2} \frac{\gamma K_{\text{cub}}}{M} \\ &\times \cos^2 \varphi \sin^2 \varphi ((1 - 2 \sin^2 \theta) + i 2 \sin \theta \cos \theta) \\ &- \frac{1}{2} \frac{\gamma K_{u1}}{M} + \frac{3}{2} \frac{\gamma K_{u2}}{M}, \\ f_{9\mathbf{k}} &= -\frac{3}{2} \frac{\gamma K_{\text{cub}}}{M} (1 - \cos^2 \varphi + \cos^4 \varphi) ((1 - 8 \sin^2 \theta \\ &+ 8 \sin^4 \theta) - i 4 \sin \theta \cos \theta (2 \cos^2 \theta - 1)) - \frac{3}{2} \frac{\gamma K_{u2}}{M}. \end{aligned}$$

Здесь $k_T = k_x + ik_y = k \sin \theta_k e^{i\varphi_k}$ и $k_z = k \cos \theta_k$ — компоненты волнового вектора спиновой волны; N_x, N_y, N_z — размагничивающие факторы вдоль соответствующих осей, K_{u1} и K_{u2} — первая и вторая константы одноосной анизотропии, K_{cub} — первая константа кубической анизотропии, $D = 2A/M$ — константа неоднородного обменного взаимодействия, $\omega_H = \gamma H_{0z}$, $\omega_M = \gamma 4\pi M$.

Перейдя к эллиптическим переменным, которые являются каноническими для данной задачи, с помощью преобразования Хольштейна–Примакова

$$\begin{cases} a_{\mathbf{k}} = \lambda_{\mathbf{k}} b_{\mathbf{k}} - \mu_{\mathbf{k}} b_{-\mathbf{k}}^*, \\ a_{\mathbf{k}}^* = -\mu_{\mathbf{k}}^* b_{\mathbf{k}} + \lambda_{\mathbf{k}} b_{-\mathbf{k}}^*, \end{cases}$$

где

$$\lambda_{\mathbf{k}} = \sqrt{\frac{A_{\mathbf{k}} + \omega_{\mathbf{k}}}{2\omega_{\mathbf{k}}}}, \quad \mu_{\mathbf{k}} = \frac{B_{\mathbf{k}}}{|B_{\mathbf{k}}|} \sqrt{\frac{A_{\mathbf{k}} - \omega_{\mathbf{k}}}{2\omega_{\mathbf{k}}}},$$

получим следующее соотношение:

$$-i\dot{b}_{\mathbf{k}} = \omega_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}} + G_{\mathbf{k}} b_{-\mathbf{k}}^*. \quad (5)$$

Здесь $\omega_{\mathbf{k}} = \sqrt{A_{\mathbf{k}}^2 - |B_{\mathbf{k}}|^2}$.

Сначала рассмотрим первую зону. Условие параметрического резонанса имеет вид $\omega = 2\omega_{\mathbf{k}}$. Тогда, оставив только резонансные составляющие, получим

$$G_{\mathbf{k}} = (\rho_{\mathbf{k}}^+ b^+ + \rho_{\mathbf{k}}^- b^- - a_z \gamma h_0 \lambda_{\mathbf{k}} \mu_{\mathbf{k}}) e^{i\omega t},$$

где $\rho_{\mathbf{k}}^+$ и $\rho_{\mathbf{k}}^-$ — коэффициенты дипольной нелинейности, b^{\pm} — амплитуды ларморовской и антиларморовской компонент однородной прецессии:

$$\begin{aligned} \rho_{\mathbf{k}}^+ &= \lambda_0 \left(\lambda_{\mathbf{k}}^2 f_{2\mathbf{k}} - \frac{1}{2} \lambda_{\mathbf{k}} \mu_{\mathbf{k}} (f_{1\mathbf{k}} + f_{10\mathbf{k}}) + \mu_{\mathbf{k}}^2 f_{3\mathbf{k}}^* \right) \\ &- \mu_0 \left(\lambda_{\mathbf{k}}^2 f_{3\mathbf{k}} - \frac{1}{2} \lambda_{\mathbf{k}} \mu_{\mathbf{k}} (f_{1\mathbf{k}}^* + f_{10\mathbf{k}}) + \mu_{\mathbf{k}}^2 f_{2\mathbf{k}}^* \right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho_{\mathbf{k}}^- &= \lambda_0 \left(\mu_{\mathbf{k}}^2 f_{2\mathbf{k}}^* - \frac{1}{2} \lambda_{\mathbf{k}} \mu_{\mathbf{k}} (f_{1\mathbf{k}}^* + f_{10\mathbf{k}}) + \lambda_{\mathbf{k}}^2 f_{3\mathbf{k}} \right) \\ &\quad - \mu_0 \left(\mu_{\mathbf{k}}^2 f_{3\mathbf{k}}^* - \frac{1}{2} \lambda_{\mathbf{k}} \mu_{\mathbf{k}} (f_{1\mathbf{k}} + f_{10\mathbf{k}}^*) + \lambda_{\mathbf{k}}^2 f_{2\mathbf{k}} \right), \\ b^+ &= \frac{\gamma h_0}{2(\omega_0 - \omega)} \\ &\quad \times (a_x (\lambda_0 - \mu_0) e^{i\delta_x} + a_y (\lambda_0 + \mu_0) e^{i(\delta_y + \pi/2)}), \\ b^- &= \frac{\gamma h_0}{2(\omega_0 + \omega)} \\ &\quad \times (a_x (\lambda_0 - \mu_0) e^{-i\delta_x} + a_y (\lambda_0 + \mu_0) e^{-i(\delta_y - \pi/2)}), \end{aligned}$$

здесь $\lambda_0, \mu_0, \omega_0$ — соответствующие величины для однородной прецессии.

В условиях совпадения резонансов ($\omega = \omega_0 = 2\omega_k$) антиларморовской компонентой можно пренебречь, тогда

$$G_{\mathbf{k}} = (\rho_{\mathbf{k}}^+ b^+ - a_z \gamma h_0 \lambda_{\mathbf{k}} \mu_{\mathbf{k}}) e^{i\omega t}. \quad (6)$$

Решение уравнения (5) показывает, что неустойчивые решения появляются при достижении порогового условия параметрического возбуждения спиновых волн

$$|G_{\mathbf{k}}| = \omega_{rk}, \quad (7)$$

где ω_{rk} — частота релаксации спиновой волны, введенная заменой $\omega_k \rightarrow \omega_k + i\omega_{rk}$. В частности, для параллельной накачки, когда $b^\pm = 0$, $a_z = 1$, пороговое условие (7) приобретает вид

$$|\gamma h_0 \lambda_{\mathbf{k}} \mu_{\mathbf{k}}| = \omega_{rk},$$

а для поперечной накачки ($a_z = 0$):

$$|\rho_{\mathbf{k}}^+ b^+| = \omega_{rk}.$$

Далее рассмотрим параметрический резонанс во второй зоне. Теперь условие резонанса имеет вид $\omega = \omega_0 = \omega_k$, и соответственно

$$G_{\mathbf{k}} = ((b^+)^2 \xi_{\mathbf{k}} + b^+ b^{-*} \kappa_{\mathbf{k}} + (b^{-*})^2 \sigma_{\mathbf{k}}) e^{2i\omega t},$$

где

$$\begin{aligned} \xi_{\mathbf{k}} &= 2\lambda_0 \mu_0 \lambda_{\mathbf{k}} \mu_{\mathbf{k}} f_{6\mathbf{k}} - \lambda_{\mathbf{k}} \mu_{\mathbf{k}} (\lambda_0^2 + \mu_0^2) (f_{7\mathbf{k}} + f_{8\mathbf{k}}) \\ &\quad - \lambda_0 \mu_0 (\lambda_{\mathbf{k}}^2 f_{5\mathbf{k}} + \mu_{\mathbf{k}}^2) f_{5\mathbf{k}}^* + (\lambda_0^2 \lambda_{\mathbf{k}}^2 + \mu_0^2 \mu_{\mathbf{k}}^2) f_{4\mathbf{k}} \\ &\quad + (\mu_0^2 \lambda_{\mathbf{k}}^2 + \lambda_0^2 \mu_{\mathbf{k}}^2) f_{9\mathbf{k}}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \kappa_{\mathbf{k}} &= 4\lambda_0 \mu_0 \lambda_{\mathbf{k}} \mu_{\mathbf{k}} (f_{7\mathbf{k}} + f_{8\mathbf{k}}) - 2\lambda_0 \mu_0 (\lambda_{\mathbf{k}}^2 + \mu_{\mathbf{k}}^2) (f_{4\mathbf{k}} + f_{9\mathbf{k}}) \\ &\quad + (\lambda_0^2 + \mu_0^2) (\lambda_{\mathbf{k}}^2 f_{5\mathbf{k}} + \mu_{\mathbf{k}}^2 f_{5\mathbf{k}}^* - \lambda_{\mathbf{k}} \mu_{\mathbf{k}} f_{6\mathbf{k}}), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\mathbf{k}} &= 2\lambda_0 \mu_0 \lambda_{\mathbf{k}} \mu_{\mathbf{k}} f_{6\mathbf{k}} - \lambda_{\mathbf{k}} \mu_{\mathbf{k}} (\lambda_0^2 + \mu_0^2) (f_{7\mathbf{k}} + f_{8\mathbf{k}}) \\ &\quad - \lambda_0 \mu_0 (\lambda_{\mathbf{k}}^2 f_{5\mathbf{k}} + \mu_{\mathbf{k}}^2) f_{5\mathbf{k}}^* + (\lambda_0^2 \mu_{\mathbf{k}}^2 + \mu_0^2 \lambda_{\mathbf{k}}^2) f_{4\mathbf{k}} \\ &\quad + (\mu_0^2 \mu_{\mathbf{k}}^2 + \lambda_0^2 \lambda_{\mathbf{k}}^2) f_{9\mathbf{k}}. \end{aligned}$$

Пренебрегая антиларморовской компонентой, получаем

$$G_{\mathbf{k}} = (b^+)^2 \xi_{\mathbf{k}} e^{2i\omega t}. \quad (8)$$

Формулы (7), (8) вместе с результатами работы [11] позволяют анализировать ПВСВ во второй зоне как при нормальном, так и касательном подмагничивании эпитаксиальных пленок.

Для частного случая, когда накачка является циркулярно поляризованной ($a_x = a_y = 1$, $\delta_x = 0$, $\delta_y = -\pi/2$), условие (7) приобретает вид

$$\left(\frac{\gamma h_0 \lambda_0}{\omega_{r0}} \right)^2 |\xi_{\mathbf{k}}| = \omega_{rk}.$$

Для линейно поляризованной вдоль оси x накачки ($a_x = 1$, $a_y = 0$) соответственно

$$\left(\frac{\gamma h_0}{2\omega_{r0}} (\lambda_0 - \mu_0) \right)^2 |\xi_{\mathbf{k}}| = \omega_{rk}.$$

Если пленка выращена на срезе (111), то ось y (см. рис. 1) должна быть направлена вдоль оси (111). Выберем направление оси z вдоль (110), при этом ось x окажется направленной вдоль (112). Такое расположение осей достигается при повороте системы координат на углы $\varphi = \pi/4$, $\theta = \arccos(1/\sqrt{3})$. При этом соответствующие выражения упрощаются, в частности

$$\begin{aligned} A_{\mathbf{k}} &= \omega_H - \omega_M N_z + \gamma D k^2 + \frac{\omega_M |k_T|^2}{2 k^2} - \frac{\gamma K_{\text{cub}}}{2M} - \frac{\gamma K_{u1}}{M}, \\ B_{\mathbf{k}} &= \frac{\omega_M k_T^2}{2 k^2} + \frac{\gamma K_{\text{cub}}}{2M} - i\sqrt{2} \frac{\gamma K_{\text{cub}}}{M} + \frac{\gamma K_{u1}}{M}, \\ f_{1\mathbf{k}} &= -\omega_M \frac{k_z k_T^*}{k^2}, \quad f_{10\mathbf{k}} = f_{1\mathbf{k}}^*, \quad f_{2\mathbf{k}} = -\omega_M \frac{k_z k_T}{k^2}, \\ f_{3\mathbf{k}} &= 0. \end{aligned}$$

Видим, что в данном случае кубическая анизотропия и одноосная анизотропия первого порядка не дают вклада в коэффициент нелинейности первого порядка, хотя влияют на ПВСВ в первой зоне, так как входят в дисперсионное соотношение. От одноосной анизотропии второго порядка ПВСВ в первой зоне не зависит.

Частота спиновых волн в данном случае задается выражением

$$\begin{aligned} \omega_{\mathbf{k}}^2 &= A_{\mathbf{k}}^2 - |B_{\mathbf{k}}|^2 = \left(\omega_H - \omega_M N_z + \gamma D k^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{\omega_M}{2} \sin^2 \theta_k (1 - \cos(2\varphi_k)) - 2 \frac{\gamma K_{u1}}{M} - \frac{\gamma K_{\text{cub}}}{M} \right) \\ &\quad \times \left(\omega_H - \omega_M N_z + \gamma D k^2 + \frac{\omega_M}{2} \sin^2 \theta_k (1 + \cos(2\varphi_k)) \right) \\ &\quad - \left(\frac{\omega_M}{2} \sin^2 \theta_k \sin(2\varphi_k) - \sqrt{2} \frac{\gamma K_{\text{cub}}}{M} \right)^2. \end{aligned}$$

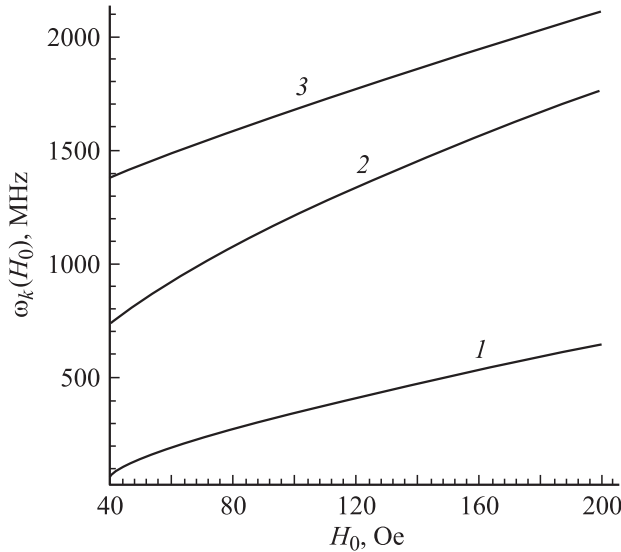


Рис. 2. Полевые зависимости характерных частот спинволнового спектра при $k = 0$; 1 — $\theta_k = 0$, $\varphi_k = 0$; 2 — $\frac{\pi}{2}$, $\frac{\pi}{2}$; 3 — $\frac{\pi}{2}$, 0.

Считая $N_z = 0$ и пренебрегая обменным взаимодействием, получим при поперечном распространении спиновых волн ($\theta_k = \pi/2$) и $\varphi_k = 0$

$$\omega_1^2 = \left(\omega_H - 2\frac{\gamma K_{u1}}{M} - \frac{\gamma K_{\text{cub}}}{M} \right) (\omega_H + \omega_M) - 2 \left(\frac{\gamma K_{\text{cub}}}{M} \right)^2,$$

а в случае $\theta_k = \pi/2$ и $\varphi_k = \pi/2$

$$\omega_2^2 = \left(\omega_H + \omega_M - 2\frac{\gamma K_{u1}}{M} - \frac{\gamma K_{\text{cub}}}{M} \right) \omega_H - 2 \left(\frac{\gamma K_{\text{cub}}}{M} \right)^2.$$

Эти характерные для данного случая частоты были получены ранее при вычислении тензора магнитной проницаемости касательно намагниченной эпитаксиальной пленки [10,16].

Используя приведенные формулы, можно построить характерные частотно-полевые зависимости (рис. 2). Были взяты следующие значения магнитных параметров $4\pi M = 1725$ Gs, $2K_{u1}/M = -50$ Oe, $K_{\text{cub}}/M = -50$ Oe.

Экспериментальная часть

Рассмотрим магнитостатический пленочный резонатор в виде длинного эллиптического цилиндра с полуосями a и b (рис. 3). Такая геометрия является достаточно хорошим приближением к пленочному геометрическому резонатору, имеющему форму длинного прямоугольного параллелепипеда, изготовленного из пленки железоиттриевого граната [18,19]. При этом его размагничивающие факторы $N_x = b/(a+b)$, $N_y = a/(a+b)$, $N_z \approx 0$.

Добротность объемного резонатора на данном типе колебаний определяется как отношение действительной

части частоты к удвоенной мнимой части $Q_n = \omega_n/2\omega_{rn}$. В эксперименте магнитостатический резонатор возбуждался СВЧ магнитным полем. При превышении амплитудой поля порогового значения в пленке начинались параметрические процессы, которые приводили к увеличению частоты релаксации ω_{rn} , и соответственно к уменьшению добротности.

В основу экспериментальной методики положен метод измерения добротности резонатора, включенного в микрополосковую линию передач в качестве неоднородности [20]. В процессе исследования пленка размещалась под токнесущей полоской несимметричной микрополосковой линии передачи (рис. 4). Таким образом, обеспечивалась поперечная накачка переменным магнитным полем, которое в области расположения пленки можно с большой точностью считать линейной поляризованным вдоль оси x ($a_x = 1$, $a_y = 0$, $a_z = 0$) [21]. Критерием достижения СВЧ-полем пороговой мощности являлось резкое уменьшение добротности.

Для тщательного исследования кривой резонансного поглощения использовались два режима сканирования: сканирование частотой и подмагничивающим полем.

Связь между мощностью, передающейся по волноводу, с амплитудой СВЧ-поля и параметрами волновода определяется следующим соотношением [21]:

$$P = \frac{120d^2}{\sqrt{\epsilon}} \ln\left(\frac{r_B}{r_A}\right) h_0^2, \quad (9)$$

где r_A , r_B — корни трансцендентного уравнения

$$r - \ln r - 1 - \pi b/(2d) - (2\Delta/d + \sqrt{2\Delta/d})(r - 1) = 0.$$

Здесь Δ — толщина полоски с током, b — ширина полоски с током, d — толщина диэлектрика.

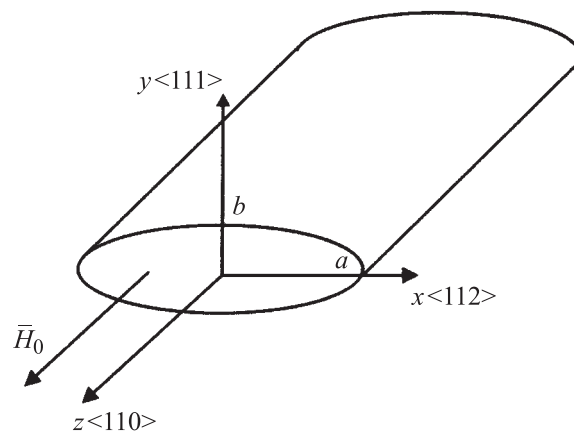


Рис. 3. Эллиптический резонатор поверхностных магнитостатических колебаний.

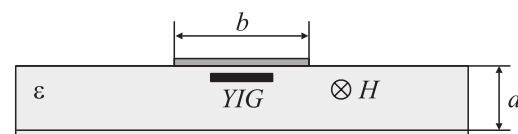


Рис. 4. Микрополосковый волновод с пленкой ЖИГ.

Таблица 1. Определение частоты релаксации спиновых волн

№ пленки	$4\pi M$, Gs	s , μm	Частота накачки, MHz	φ_k , °	θ_k , °	$h_0 \cdot 10^4$, Oe (эксперимент)	$\frac{\omega_{r0}}{2\pi}$, MHz	$\frac{\omega_{rk}}{2\pi}$, MHz
1	1750	22.3	1229	92 и 272	41	1.46	3	0.59
2	1750	28	1229	92 и 272	41	3.01	6.2	0.56
3	1170	20.55	898	88 и 268	38	1.18	1.9	0.47
3	1170	20.55	1205	83 и 163	29	1.18	1.4	0.43

При нахождении добротности измерялось расстояние между экстремумами производной от линии резонансного поглощения $\Delta\omega^{\text{der}}$ и далее использовалось экспериментально установленное соотношение между этой величиной и частотой релаксации: $2\omega_r = 1.4\Delta\omega^{\text{der}}$. Заметим, что коэффициент 1.4 является промежуточным между величиной $\sqrt{2\ln 2} \approx 1.18$, полученной, если считать форму кривой гауссовой, и $\sqrt{3} \approx 1.73$ — для лоренцевой кривой. Это отражает тот факт, что экспериментальная кривая является гауссовой в центре и лоренцевой по краям. Такая методика определения добротности была выбрана в связи с тем, что резонатор находился в условиях слабой связи с линией передачи, когда нагруженная добротность была практически равна собственной.

Исследование спектров поглощения проводилось с использованием панорамного измерителя КСВН и ослабления. Частота измерялась дополнительным электронным частотомером ЧЗ-63/1 с точностью не хуже 0.1 MHz. Магнитное поле измерялось с точностью не хуже 0.03 Oe.

Пример полученной зависимости добротности резонатора от СВЧ-мощности представлен на рис. 5.

Для интерпретации экспериментальных результатов было проведено исследование выражения амплитуды

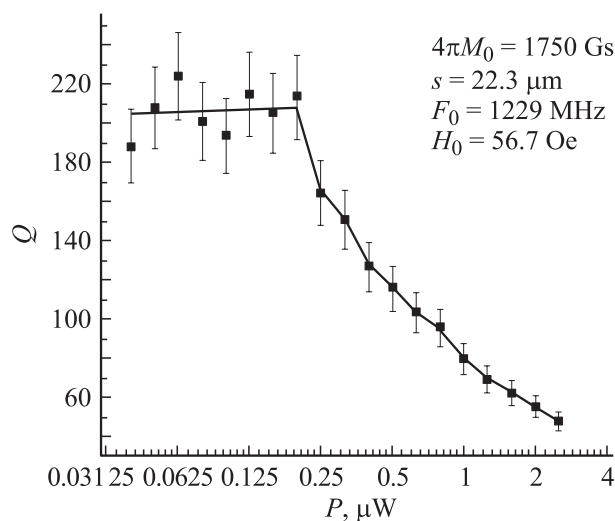


Рис. 5. Нелинейная зависимость добротности от мощности накачки.

Таблица 2. Определение ширины линии релаксации спиновых волн

№ пленки	Частота накачки, MHz	$\frac{\omega_{rk}}{2\pi}$, MHz	η_k	ΔH_k , Oe
1	1229	0.59	2.17	0.19
2	1229	0.56	2.17	0.18
3	898	0.47	2.06	0.16
3	1205	0.43	1.41	0.22

СВЧ-поля h_0 , полученного из (7), на экстремум, с учетом условия параметрического резонанса при $k = 0$. В результате были определены значения углов распространения волны θ_k, φ_k , соответствующих минимальному значению порога.

При этом каждому значению θ_k однозначно (с точностью до π) соответствует значение φ_k , определяемое из условия параметрического резонанса. Измерив значения пороговой мощности и частоту релаксации однородного резонанса ω_{r0} , можно оценить частоту релаксации спиновых волн в ферритовой пленке ω_{rk} . Найденные экспериментально значения приведены в табл. 1.

При вычислениях учитывалось, что в экспериментальной схеме импульсная мощность СВЧ-сигнала, входящая в формулу (9), в два раза превышает среднюю, которая определялась с помощью измерителя мощности.

Для корректного определения ширины линии релаксации по полю было использовано соотношение

$$\omega_r = \gamma \left(\frac{\partial \omega}{\partial \omega_H} \right)_{\Delta H=0} \frac{\Delta H}{2} = \gamma \eta \frac{\Delta H}{2}$$

вместо приближенной формулы $\omega_r = \gamma \frac{\Delta H}{2}$. Это связано с тем, что в малых подмагничивающих полях значение η может сильно отличаться от единицы.

Для спиновых волн величина $\eta = \eta_k$ вычисляется непосредственным дифференцированием исходя из формулы для частоты спиновой волны. При значениях полей, используемых в эксперименте, значение η_k превышает 2, следовательно, использование приближенной формулы может привести к ошибке более чем на 200%. Полученные значения ширины линии релаксации приведены в табл. 2.

Заключение

Таким образом, в работе развита теория параметрической неустойчивости спиновых волн, которая одновременно учитывает кубическую анизотропию и одноосную анизотропию первого и второго порядков. Показано, что в общем случае в дисперсионное соотношение и коэффициент нелинейности первого порядка дают вклад только кубическая анизотропия и одноосная анизотропия первого порядка. В коэффициент нелинейности второго порядка вклад дают все три вида анизотропии. В то же время для (111) пленки, намагниченной вдоль оси $\langle 110 \rangle$, в коэффициенте нелинейности первого порядка вклады из-за анизотропии обращаются в нуль.

Теория использована для определения частоты релаксации спиновых волн. Проведено экспериментальное исследование порога параметрической неустойчивости колебаний магнитостатического резонатора. Для качественной пленки ЖИГ $\omega_{rk}/2\pi$ составляет 0.5–0.6 МГц на частотах, близких к 1 ГГц.

Обращается внимание на то, что в малых подмагничивающих полях необходимо учитывать нелинейность зависимости частот собственных колебаний от магнитного поля. Игнорирование этого факта приводит к ошибкам в определении релаксационных параметров в несколько раз. С учетом этого замечания найденным частотам релаксации соответствует $\Delta H_k \approx 0.2 Oe$.

Список литературы

- [1] Shul H, // J. Phys. Chem. Sol. 1957. Vol. 1. N 4. P. 209–227.
- [2] Яковлев Ю.М. // ФТТ. 1968. Т. 10. Вып. 8. С. 2431–2437.
- [3] Patton C.E. // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. N 7. P. 2837–2843.
- [4] Schlomann E., Joseph R.I., Bady I. // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34. N 3. P. 672–681.
- [5] Helszajn J., McStay J. // IEEE Trans. MTT. 1970. Vol. MTT-18. N 9. P. 518–524.
- [6] Helszajn J., McStay J. // IEEE Trans. MTT. 1972. Vol. MTT-20. N 7. P. 437–446.
- [7] Яковлев Ю.М., Бурдин Ю.Н. // ФТТ. 1974. Т. 16. Вып. 2. С. 466–470.
- [8] Данилов В.В., Зависляк И.В., Запорожец В.В., Рубан В.А. // ФТТ. 1979. Т. 21. Вып. 5. С. 1399–1403.
- [9] Зависляк И.В. Дисперсия, затухание и параметрическое возбуждение спиновых волн в анизотропных ферромагнетиках. Автореф. канд. дис. Киев, 1980. 118 с.
- [10] Бобков В.Б., Зависляк И.В., Романюк В.Ф. // РЭ. 2003. Т. 48. № 2. С. 222–232.
- [11] Зависляк И.В. // УФЖ. 1998. Т. 43. № 2. С. 249–250.
- [12] Araujo W., de Aguiar F.M. Azevedo A., and Rezende S.M. // J. Appl. Phys. 2003. Vol. 93. N 10. P. 8752–8754.
- [13] Araujo W., de Aguiar F.M. Azevedo A., and Rezende S.M. // JMMM. 2004. Vol. 272–276. P. 1003–1004.
- [14] Cox R.G., Patton C.E., Wittenauer M.A. et al. // J. Appl. Phys. 2001. Vol. 89. N 8. P. 4454–4469.
- [15] An S.Y., Krivosik P., Kraemer M.A. et al. // J. Appl. Phys. 2004. Vol. 96. N 3. P. 1572–1580.
- [16] Данилов В.В., Зависляк И.В., Балинский М.Г. Спинволновая электродинамика. Киев: Лыбидь, 1991. 212 с.

- [17] Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 464 с.
- [18] Зависляк И.В., Головач Г.П., Попов М.А., Романюк В.Ф. // XIX Междунар. школа-семинар „Новые магнитные материалы микроэлектроники“. Сб. тр. М., 2004. С. 263–265.
- [19] Зависляк И.В., Головач Г.П., Попов М.А., Романюк В.Ф. // РЭ. 2006. Т. 51. № 2. С. 213–220.
- [20] Тишер Ф. Техника измерений на сверхвысоких частотах. М.: Изд-во физ.-мат. лит., 1963. 367 с.
- [21] Конструирование и расчет полосковых устройств / Под ред. проф. И.С. Ковалева. М.: Сов. радио, 1974. 296 с.