

01;05;09

Метод расчета характеристик поверхностных магнитостатических волн в анизотропных ферромагнитных пленках

© В.В. Шагаев

Научно-исследовательский институт материалов электронной техники,
248650 Калуга, Россия,
e-mail: met@postklg.ru

(Поступило в Редакцию 30 декабря 2003 г.)

Предложен метод получения приближенного дисперсионного уравнения поверхностной магнитостатической волны в слабоанизотропных ферромагнитных пленках. Выведенное уравнение в явном аналитическом виде описывает зависимость частоты волны от компонентов тензора эффективных размагничивающих факторов анизотропии. С помощью приближенного дисперсионного уравнения исследованы угловые зависимости частоты в касательно намагниченных пленках кубически анизотропных ферритов. Полученные результаты могут быть использованы при разработке спин-волновых устройств.

Поверхностные магнитостатические волны (ПМСВ), распространяющиеся в тонких ферритовых пленках, хорошо изучены и широко используются в устройствах спин-волновой электроники [1–4]. Важную роль в разработке и исследовании физических моделей устройств играют законы дисперсии возбуждаемых волн [5]. В изотропной касательно намагниченной пленке поверхностная волна является единственной магнитостатической модой, распространяющейся перпендикулярно намагничивающему полю. При этом для частоты ПМСВ может быть получено аналитическое выражение. Учет магнитной анизотропии материала пленки приводит к качественному изменению дисперсионных зависимостей [6]. В частности, спектр магнитостатических волн в указанной геометрии состоит не только из поверхностной, но и из объемных мод, а уравнения дисперсии уже не могут быть преобразованы к явному аналитическому виду для частоты. Данное обстоятельство сильно усложняет анализ характеристик волн.

Целью настоящей работы является создание удобных для практического использования методов расчета законов дисперсии ПМСВ в анизотропных ферромагнитных пленках. Получено явное приближенное уравнение дисперсии и проведено его сравнение с точными уравнениями.

Исходные соотношения

Геометрия задачи представлена на рис. 1. Ферромагнитная пленка толщиной d и неограниченными размерами в плоскости намагничена до насыщения внешним постоянным магнитным полем. Вектор намагниченности \mathbf{M}_0 образует с плоскостью пленки угол θ . Волна намагниченности с волновым вектором \mathbf{k} распространяется в плоскости пленки под углом φ к проекции \mathbf{M}_0 . В рассмотрение введены две системы координат. В системе x, y, z ось y параллельна плоскости пленки, а $z \parallel \mathbf{M}_0$. В системе ξ, η, ζ ось ξ направлена вдоль нормали к пленке \mathbf{n} , а $\eta \parallel \mathbf{k}$. Уравнения дисперсии (УД)

магнитостатических волн выводятся путем совместного интегрирования уравнений Максвелла, взятых в магнитостатическом приближении и с соответствующими электродинамическими граничными условиями, а также линейризованного уравнения движения намагниченности без учета обмена и потерь. В результате получаются следующие УД:

$$\operatorname{tg} \left[\frac{kd \sqrt{(\mu_{\xi\eta} + \mu_{\eta\xi})^2 - 4\mu_{\xi\xi}\mu_{\eta\eta}}}{2\mu_{\xi\xi}} \right] = \frac{\sqrt{(\mu_{\xi\eta} + \mu_{\eta\xi})^2 - 4\mu_{\xi\xi}\mu_{\eta\eta}}}{\mu_{\xi\eta}\mu_{\eta\xi} - \mu_{\xi\xi}\mu_{\eta\eta} - 1}, \quad (1)$$

если $(\mu_{\xi\eta} + \mu_{\eta\xi})^2 \geq 4\mu_{\xi\xi}\mu_{\eta\eta}$, и

$$\exp \left[\frac{kd \sqrt{4\mu_{\xi\xi}\mu_{\eta\eta} - (\mu_{\xi\eta} + \mu_{\eta\xi})^2}}{\mu_{\xi\xi}} \right] = \frac{[\sqrt{4\mu_{\xi\xi}\mu_{\eta\eta} - (\mu_{\xi\eta} + \mu_{\eta\xi})^2} - 2]^2 + (\mu_{\xi\eta} - \mu_{\eta\xi})^2}{[\sqrt{4\mu_{\xi\xi}\mu_{\eta\eta} - (\mu_{\xi\eta} + \mu_{\eta\xi})^2} + 2]^2 + (\mu_{\xi\eta} - \mu_{\eta\xi})^2} \quad (2)$$

при обратном неравенстве.

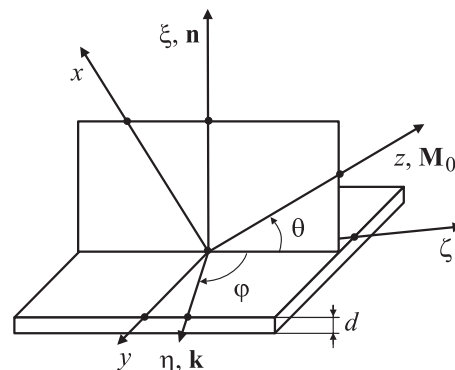


Рис. 1. Системы координат, использованные при выводе уравнений дисперсии магнитостатических волн.

В уравнениях использованы компоненты тензора магнитной проницаемости $\hat{\mu}$ материала пленки в системе $\xi\eta\xi$. Выражения для компонентов $\hat{\mu}$ наиболее просто выводятся в системе координат xuz [7]

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_x & \mu_s + i\mu_a & 0 \\ \mu_s - i\mu_a & \mu_y & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

$$\mu_x = 1 + \frac{4\pi M_0 \omega_x}{\Omega}, \quad \mu_y = 1 + \frac{4\pi M_0 \omega_y}{\Omega},$$

$$\mu_s = -\frac{4\pi M_0 \omega_s}{\Omega}, \quad \mu_a = \frac{4\pi M_0}{\Omega} \left(\frac{f}{g} \right),$$

$$\omega_x = H_{in} + M_0(N_{yy}^a - N_{zz}^a),$$

$$\omega_y = H_{in} + M_0(N_{xx}^a - N_{zz}^a), \quad \omega_s = M_0 N_{xy}^a,$$

$$H_{in} = \frac{(\mathbf{H}_e \mathbf{M}_0) - 4\pi(\mathbf{M}_0 \mathbf{n})^2}{M_0}, \quad \Omega = \omega_x \omega_y - \omega_s^2 - \left(\frac{f}{g} \right)^2.$$

Здесь g — гиромагнитное отношение (иногда оно используется в виде $2\pi g$, для спина электрона $g = 2.8$ МГц/Ое); \mathbf{H}_e — напряженность внешнего намагничивающего поля; N_{ij}^a — компоненты тензора эффективных размагничивающих факторов анизотропии; f — частота волны. При переходе в систему координат $\xi\eta\xi$ компоненты тензора $\hat{\mu}$ преобразуются следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \mu_{\xi\xi} &= \mu_x \cos^2 \theta + \sin^2 \theta, \\ \mu_{\eta\xi} &= [(1 - \mu_x) \sin \theta \cos \varphi + (\mu_s + i\mu_a) \sin \varphi] \cos \theta, \\ \mu_{\xi\eta} &= [(1 - \mu_x) \sin \theta \cos \varphi + (\mu_s - i\mu_a) \sin \varphi] \cos \theta, \\ \mu_{\eta\eta} &= (\mu_x \sin^2 \theta + \cos^2 \theta) \cos^2 \varphi - \mu_s \sin 2\varphi \sin \theta + \mu_y \sin^2 \varphi. \end{aligned} \right\} (3)$$

Ниже будут рассмотрены УД при $\mathbf{M}_0 \perp \mathbf{n}$ и $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}_0$, т.е. $\theta = 0$ и $\varphi = \pi/2$. Относительно геометрии намагничивания необходимо сделать следующее замечание. При экспериментальном изучении свойств магнитостатических волн обычно контролируется ориентация внешнего намагничивающего поля \mathbf{H}_e , а не ориентация намагниченности \mathbf{M}_0 . В анизотропной однородно намагниченной пленке при $\mathbf{H}_e \perp \mathbf{n}$ и $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}_e$ углы θ и φ , задающие ориентацию \mathbf{M}_0 , могут отличаться от значений $\theta = 0$ и $\varphi = \pi/2$. Физически ясно, что это отличие тем меньше, чем больше напряженность намагничивающего поля по сравнению с эффективными полями магнитной анизотропии. Детальное рассмотрение данного вопроса является отдельной задачей и выходит за рамки проводимого исследования законов дисперсии. Отметим лишь, что по приведенным выше формулам могут быть рассчитаны угловые производные от частоты и при $\theta = 0$, $\varphi = \pi/2$ они обращаются в нуль: $df/d\theta = 0$ и $df/d\varphi = 0$. Так что поправки к законам дисперсии, связанные с учетом небольших отклонений углов от рассматриваемых значений, будут иметь второй порядок малости.

Полагая условия $\theta = 0$ и $\varphi = \pi/2$ выполненными и подставив эти значения в выражения (3) и далее в (1), (2), получим после простых преобразований необходимые для исследования УД.

1. Поверхностная волна (или, согласно работе [3], смешанная при $N_{xy}^a \neq 0$) имеет закон дисперсии

$$kd = \frac{f^2 - f_0^2}{2\sqrt{(f^2 - f_1^2)(f^2 - f_2^2)}} \times \ln \left[1 + \frac{4\sqrt{(f^2 - f_1^2)(f^2 - f_2^2)}}{(4\pi M_0 g)^2 - (\sqrt{f^2 - f_1^2} + \sqrt{f^2 - f_2^2})^2} \right], (4)$$

где

$$\left(\frac{f_0}{g} \right)^2 = [H_{ez} + M_0(N_{yy}^a - N_{zz}^a)] [H_{ez} + 4\pi M_0 + M_0(N_{xx}^a - N_{zz}^a)] - (M_0 N_{xy}^a)^2, (5)$$

$$\left(\frac{f_{1,2}}{g} \right)^2 = \left(\frac{f_0}{g} \right)^2 + 4\pi M_0^2 \left[\frac{N_{xx}^a - N_{yy}^a}{2} \pm \sqrt{\frac{(N_{xx}^a - N_{yy}^a)^2}{4} + (N_{xy}^a)^2} \right]. (6)$$

Спектр этого типа волн занимает частотный интервал

$$f_1 < f < f_\infty = gH_{ez} + \frac{gM_0}{2} (4\pi + N_{xx}^a + N_{yy}^a - 2N_{zz}^a), (7)$$

а волновые векторы ограничены значениями

$$kd > k_{sv}d = \frac{2(f_1^2 - f_0^2)}{(4\pi M_0 g)^2 - (f_1^2 - f_2^2)}.$$

2. В интервале $f_2 < f < f_0$ расположен спектр обратных объемных волн, а в интервале $f_0 < f < f_1$ — спектр прямых объемных волн. Причем при $f = f_1$ и $k = k_{sv}$ дисперсионная зависимость главной моды прямой объемной волны плавно переходит в дисперсионную зависимость поверхностной волны. УД главной моды имеет вид

$$kd = \frac{f^2 - f_0^2}{\sqrt{(f^2 - f_2^2)(f_1^2 - f^2)}} \arctg \left[\frac{2\sqrt{(f^2 - f_2^2)(f_1^2 - f^2)}}{(4\pi M_0 g)^2 + f_1^2 + f_2^2 - 2f^2} \right],$$

$$0 \leq k \leq k_{sv}, \quad f_0 \leq f \leq f_1. (8)$$

Приведем сравнительную оценку интервалов частот, занимаемых объемными волнами и волной, составленной из главной моды прямой объемной волны при $f_0 \leq f \leq f_1$, и поверхностной волны при $f_1 < f < f_\infty$ (именно эту составную волну далее будем обозначать как ПМСВ)

$$\frac{f_1^2 - f_2^2}{f_\infty^2 - f_0^2} = \frac{16\pi \sqrt{(N_{xx}^a - N_{yy}^a)^2 + (2N_{xy}^a)^2}}{(4\pi + N_{xx}^a - N_{yy}^a)^2 + (2N_{xy}^a)^2}.$$

Из данного выражения следует, что в пленках слабоанизотропных ферритов, когда $|M_0 N_{ij}^a| \ll 4\pi M_0$, большую часть спектра магнитостатических волн с волновыми векторами, перпендикулярными намагниченности, будет занимать именно ПМСВ.

Приближенное уравнение дисперсии

Получим из уравнений (4), (8) явное приближенное выражение для f . В качестве исходного приближения используем следующую дисперсионную зависимость

$$f^2 = f_0^2 \exp(-2kd) + f_\infty^2 [1 - \exp(-2kd)], \quad (9)$$

где f_0 и f_∞ заданы выражениями (5), (7).

Уравнение (9) достаточно хорошо аппроксимирует дисперсионную зависимость поверхностной волны. В самом деле, при предельных значениях волнового вектора $k \rightarrow 0$ и $k \rightarrow \infty$ уравнение (9) дает правильные выражения для граничных частот спектра ПМСВ. Кроме того, в ряде случаев уравнение (9) является точным и при значениях $0 < k < \infty$. Такое совпадение имеет место в изотропных ферромагнитных пленках, когда $N_{ij}^a = 0$, а также в анизотропных пленках, когда вектор намагниченности направлен вдоль высокосимметричных направлений, характеризуемых соотношениями $N_{xy}^a = 0$ и $N_{xx}^a = N_{yy}^a$. Например, в монокристаллических пленках подходящими направлениями будут кристаллографические оси симметрии третьего и более высоких порядков. Таким образом, дальнейшее построение приближенного УД будет связано с учетом в нем компонента N_{xy}^a и разности $(N_{xx}^a - N_{yy}^a)$. Преобразуем уравнение (4) к виду (аналогичные преобразования можно выполнить и с уравнением (8))

$$kd = kd(f^2, \sigma, \varepsilon) \equiv \frac{f^2 - f_0^2}{2\Phi(f^2, \sigma, \varepsilon)} \ln \left\{ 1 + \frac{\Phi(f^2, \sigma, \varepsilon) [(4\pi M_0 g)^2 - 2(f^2 - f_0^2) + \sigma + 2\Phi(f^2, \sigma, \varepsilon)]}{(4\pi M_0 g)^2 (f_\infty^2 - f^2)} \right\},$$

где для упрощения записи введены следующие обозначения:

$$\Phi(f^2, \sigma, \varepsilon) = \sqrt{(f^2 - f_0^2)^2 - (f^2 - f_0^2)\sigma - (4\pi M_0 g)^2 \varepsilon},$$

$$\sigma = 4\pi (M_0 g)^2 (N_{xx}^a - N_{yy}^a), \quad \varepsilon = (M_0 g N_{xy}^a)^2.$$

Легко убедиться, что при $\sigma = \varepsilon = 0$ преобразованное УД переходит в исходное приближение (9). Линейное по параметрам σ и ε приближение рассчитывается по формуле

$$f^2 = f_0^2 \exp(-2kd) + f_\infty^2 [1 - \exp(-2kd)] - \left[\frac{\partial(kd)}{\partial f^2} \right]^{-1} \left[\frac{\partial(kd)}{\partial \sigma} \sigma + \frac{\partial(kd)}{\partial \varepsilon} \varepsilon \right].$$

Расчет и подстановка выражений для производных, взятых при $\sigma = \varepsilon = 0$, приводит к следующему окончательному выражению:

$$f^2 = f_0^2 \exp(-2kd) + f_\infty^2 [1 - \exp(-2kd)] - P(kd) \sigma - R(kd) \varepsilon, \quad (10)$$

где

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

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

Отметим, что $P(kd), R(kd) \rightarrow 0$ как при $kd \rightarrow 0$, так и при $kd \rightarrow \infty$ и уравнение (10), аналогично уравнению (9), дает точные выражения для граничных частот спектра ПМСВ. Дисперсионная зависимость (10) имеет физически ясную структуру — она состоит из УД, вид которого характерен для изотропной пленки или высокосимметричных направлений вектора намагниченности в анизотропной пленке, и дополнительных слагаемых, учитывающих „низкосимметричные“ параметры N_{xy}^a и $(N_{xx}^a - N_{yy}^a)$. Обратим внимание и на то, что в уравнении (10) зависимость от напряженности намагничивающего поля содержится только в „высокосимметричной“ части. Данное обстоятельство согласуется с физическими представлениями об уменьшении влияния магнитной анизотропии при предельном переходе $H_e \rightarrow \infty$.

Анизотропия спектра поверхностных волн в пленках с кубической магнитной анизотропией

Уравнение (10) при подстановке выражений для $f_0, f_\infty, \sigma, \varepsilon$ будет в явном виде определять зависимость f как от kd , так и от компонентов тензора анизотропии N_{ij}^a . Ввиду этого использование приближенного УД вместо точного позволяет существенно упростить анализ влияния магнитной анизотропии пленок на спектр ПМСВ.

Рассмотрим в качестве примера пленки с кубической магнитной анизотропией, ориентированные вдоль плоскостей, проходящих через ось типа $\langle 110 \rangle$. Отметим в связи с рассматриваемой задачей, что в настоящее время основным материалом спин-волновой электроники является железиттриевый гранат (ЖИГ, $Y_3Fe_5O_{12}$), относящийся к слабоанизотропным ферритам с кубической симметрией кристаллической решетки. При этом наиболее широко применяются пленки с кристаллографической ориентацией типа $\{111\}$. Результаты исследования анизотропии спектра ПМСВ в пленках ЖИГ с ориентацией $\{111\}$ были приведены в работе [8]. Вместе с тем некоторые характеристики спин-волновых приборов могут быть улучшены при использовании пленок других ориентаций. В частности, в работах [9,10]

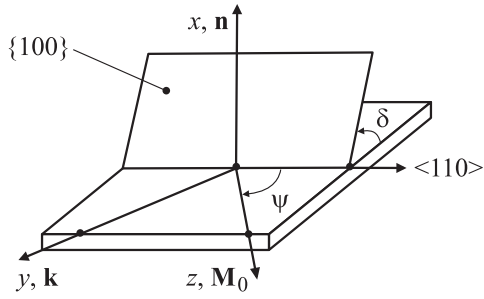


Рис. 2. Модель ферромагнитной пленки.

отмечалось, что термостабильность спектров ПМСВ в пленках с ориентациями {110} и {100} оказывается более высокой, чем в пленках {111}. Все три упомянутые ориентации {111}, {110}, {100} являются частными случаями исследуемой модели.

Модель пленки с касательной осью {110} представлена на рис. 2. Кристаллографическая ориентация вектора намагниченности задана двумя углами: углом ψ , отсчитываемым в плоскости пленки от оси $\langle 110 \rangle$, и углом δ , задающим наклон плоскости {100}, проходящий через рассматриваемую ось $\langle 110 \rangle$, к плоскости пленки. Кубическую анизотропию будем учитывать с помощью только одной константы. Пленки с ориентацией {111} будут рассмотрены отдельно, поскольку в них необходим учет двух констант. Входящие в уравнения дисперсии компоненты тензора N_{ij}^a описываются следующими выражениями (их вывод аналогично работе [8] основан на формулах, связывающих компоненты N_{ij}^a с косинусами углов между координатными осями системы xuz и осями кубического кристалла [100], [010], [001]):

$$\left. \begin{aligned}
 M_0 N_{xx}^{c(1)} &= -2 \frac{K_1^c}{M_0} \left\{ 1 - \frac{1 + 3 \cos 2\delta}{16} [(1 + 3 \cos 2\delta) + 3(1 - \cos 2\delta) \cos 2\psi] \right\}, \\
 M_0 N_{yy}^{c(1)} &= -\frac{K_1^c}{M_0} \left\{ 1 + \frac{1 + 3 \cos 2\delta}{32} [(1 + 3 \cos 2\delta) + 3(5 - \cos 2\delta) \cos 4\psi] \right\}, \\
 M_0 N_{zz}^{c(1)} &= -\frac{K_1^c}{M_0} \left\{ 1 + \frac{1 + 3 \cos 2\delta}{32} [(1 + 3 \cos 2\delta) + 4(1 - \cos 2\delta) \cos 2\psi - (5 - \cos 2\delta) \cos 4\psi] \right\}, \\
 M_0 N_{xy}^{c(1)} &= \frac{3}{2} \frac{K_1^c}{M_0} \sin 2\delta \left[\cos 3\psi + \frac{1 + 3 \cos 2\delta}{8} (\cos \psi - \cos 3\psi) \right],
 \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

где K_1^c — первая константа кубической магнитной анизотропии.

На рис. 3 приведены примеры угловых зависимостей частот ПМСВ, рассчитанных по уравнению (10) с подстановками выражений (11). В расчетах были использованы значения магнитных параметров кристаллов ЖИГ. Дополнительный анализ расчетных данных показал, что наибольшая разница между точным и приближенным УД проявляется вблизи $kd = 1$. На рис. 3 эта разница не превышает 1% относительно угловых изменений частоты, возникающих из-за влияния кубической анизотропии (т.е. относительно разницы $\max\{f(\psi)\} - \min\{f(\psi)\}$). Отметим две особенности. Первая из них относится к пленкам с ориентациями {100} и {110} ($\delta = 0$ и $\delta = \pi/2$). Для этих ориентаций угловая зависимость частот оказывается наиболее существенной. Тем не менее приближенное УД описывает ее с высокой точностью. Вторая особенность касается пленок с ориентацией {111}. При этом $(1 + 3 \cos 2\delta) = 0$ и, как видно из выражений (11), зависимость от угла ψ остается только у компонента $N_{xy}^{c(1)}$. В отличие от диагональных компонентов N_{xx}^a входит в УД в квадратичном виде, поэтому связанная с ним угловая зависимость частот будет наиболее слабой. В этом случае, как было показано в работе [8], при рассмотрении анизотропии спектра ПМСВ необходим учет не только первой, но второй константы магнитной кубической анизотропии. Компоненты тензора эффективных размагничивающих факторов, соответствующие учету второй константы (K_2^c), имеют следующий вид (выражения получены тем

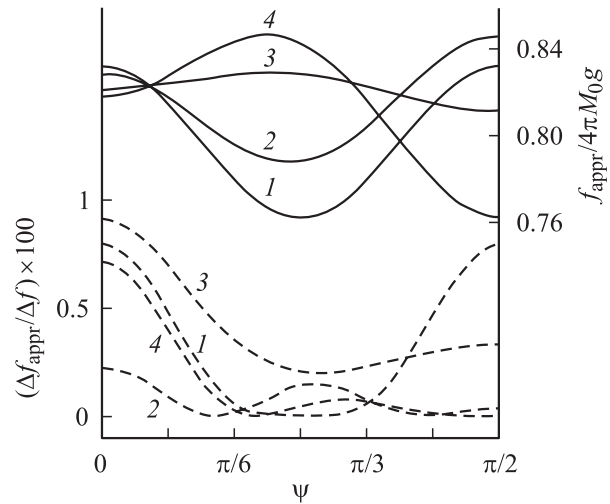


Рис. 3. Угловые зависимости частоты ПМСВ при $kd = 1$ в кубически анизотропной пленке. Зависимости $f_{appr}(\psi)$ рассчитаны по приближенному уравнению дисперсии (10) (сплошные кривые). При расчете погрешности (штриховые) использованы зависимости $f(\psi)$, полученные по точному уравнению (4), а также разности $\Delta f_{appr} = f_{appr} - f$ и $\Delta f = \max\{f(\psi)\} - \min\{f(\psi)\}$. Магнитные параметры: $4\pi M_0 = 1750$ Г, $K_1^c/M_0 = -43$ Ое, $H_e/4\pi M_0 = 1/3$. Цифрам на кривых — значения угла δ : 1 — 0, 2 — $\pi/6$, 3 — $\pi/3$, 4 — $\pi/2$.

же методом, что и выражения (11):

$$M_0 N_{xx}^{c(2)} = \frac{K_2^c}{6M_0},$$

$$M_0 N_{yy}^{c(2)} = \frac{K_2^c}{18M_0} (1 + 5 \cos 6\psi),$$

$$M_0 N_{zz}^{c(2)} = \frac{K_2^c}{18M_0} (1 - \cos 6\psi),$$

$$M_0 N_{xy}^{c(2)} = \frac{\sqrt{2}}{6} \frac{K_2^c}{M_0} \cos 3\psi.$$

Данные, приведенные на рис. 4, наглядно демонстрируют влияние второй константы на угловую зависимость частот ПМСВ в пленках {111}. Отметим, что приближенное УД хорошо передает „амплитуду“ и „фазу“ угловых изменений частот.

Введем в модель пленки помимо кубической анизотропии еще и одноосную. Например, в пленках ЖИГ могут присутствовать оба вида анизотропии [11]. Будем полагать, что главная ось одноосной анизотропии направлена вдоль нормали к пленке. Тогда в геометрии касательного намагничивания компоненты тензора эффективных размагничивающих факторов одноосной анизотропии имеют вид

$$M_0 N_{xx}^u = -\frac{2K_1^u}{M_0}, \quad N_{yy}^u = N_{zz}^u = N_{xy}^u = 0, \quad (12)$$

где K_1^u — первая константа одноосной анизотропии.

Примеры зависимостей, рассчитанных с использованием выражений (11) и (12), приведены на рис. 5.

Выведенное приближенное УД учитывает магнитную анизотропию в наиболее общем виде, поэтому может

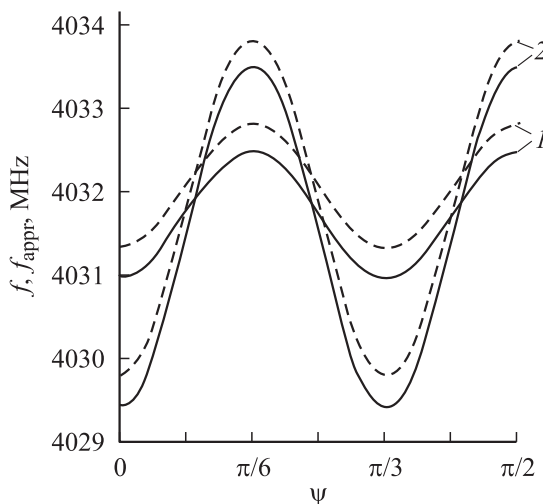


Рис. 4. Угловые зависимости частоты ПМСВ при $kd = 1$ в пленке кубического кристалла с ориентацией {111}. Сплошные кривые — расчет по приближенному уравнению дисперсии (10), штриховые — по точному (4). Значения магнитных параметров те же, что и на рис. 3. 1 — зависимости, учитывающие только первую константу кубической анизотропии, 2 — и первая, и вторая (при этом полагалось $K_2^c/M_0 = -2$ Ое).

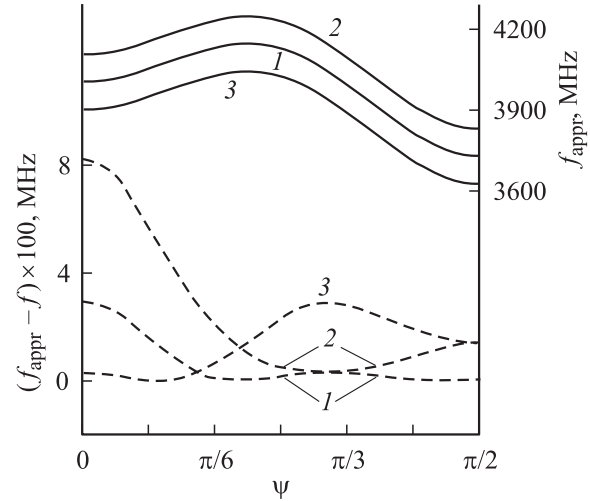


Рис. 5. Угловые зависимости частоты ПМСВ в пленке с кубической и одноосной анизотропией. Ориентация пленки — {110} ($\delta = \pi/2$). Зависимости $f_{\text{appr}}(\psi)$ рассчитаны по приближенному уравнению дисперсии (10) (сплошные кривые), $f(\psi)$ — по точному (4). Штриховые кривые — разности $f_{\text{appr}}(\psi) - f(\psi)$. Магнитные параметры те же, что и на рис. 3. Цифры у кривых — значения константы одноосной анизотропии: 1 — $K_1^u = 0$, 2 — $K_1^u = K_1^c$, 3 — $K_1^u = -K_1^c$.

быть применено к монокристаллическим ферромагнитным пленкам с любым типом кристаллической решетки и с произвольной кристаллографической ориентацией. Простой аналитический вид приближенного УД позволяет существенно упростить анализ процессов, протекающих в анизотропных пленках с участием ПМСВ. Таким образом, полученные результаты могут представлять интерес как для улучшения характеристик пленочных ферромагнитных материалов, так и для разработки спин-волновых устройств.

Список литературы

- [1] Damon R.W., Eshbach J.R. // J. Phys. Chem. Solids. 1961. Vol. 19. N 3–4. P. 308–320.
- [2] Schneider B. // Phys. Stat. Sol. 1972. Vol. B–51. N 1. P. 325–338.
- [3] Берегов А.С. // Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника. 1984. Т. 27. № 10. С. 9–16.
- [4] Ishak S. // Proc. IEEE. 1988. Vol. 76. N 2. P. 171–187.
- [5] Славин А.Н., Фетисов Ю.К. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 11. С. 2210–2218.
- [6] Зависляк И.В., Талалаевский В.М., Чевнюк Л.В. // ФТТ. 1989. Т. 31. Вып. 5. С. 319–321.
- [7] Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 592 с.
- [8] Чивилева О.А., Гуревич А.Г., Эмирян Л.М. // ФТТ. 1987. Т. 29. Вып. 1. С. 110–115.
- [9] Шагаев В.В. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 10. С. 99–103.
- [10] Бондаренко Г.Г., Шагаев В.В. // Перспективные материалы. 2000. № 5. С. 33–37.
- [11] Берегов А.С., Кудинов Е.В. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1986. Вып. 6 (390). С. 41–46.