

УДК 548.537.611.46

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В СТРУКТУРЕ С КАСАТЕЛЬНО НАМАГНИЧЕННЫМ АНИЗОТРОПНЫМ ФЕРРИТОВЫМ СЛОЕМ

А. С. Берегов

Получен тензор магнитной проницаемости для кубического феррита, намагниченного в произвольной плоскости без ограничения на взаимное положение векторов намагниченности насыщения и внешнего постоянного поля. Исследованы характеристики магнитоэлектрических волн в структуре с касательно намагниченной ферритовой пленкой.

Вопросам анализа спектра магнитоэлектрических волн (МСВ) в структурах с пленками кубических ферромагнетиков при внешнем подмагничивающем поле H_e , направленном касательно поверхности пленки, посвящено большое число работ [1-8]. Следует заметить, что авторы ограничивались главным образом теоретическими исследованиями в приближении параллельности H_e и вектора намагниченности насыщения $4\pi M_0$ для гиротропных слоев, ориентированных в плоскостях (100) и (110).

В данной работе получено и исследовано дисперсионное уравнение (ДУ) для всех типов МСВ в структуре металл—диэлектрик—феррит при касательном намагничивании анизотропной ферритовой пленки кубической сингонии, выращенной в плоскости (LMN). Анализ проведен при произвольном положении M_0 относительно выделенного в плоскости пленки кристаллографического направления без ограничения на параллельность M_0 и H_e .

1. Для получения тензора магнитной проницаемости $\hat{\mu}$ запишем выражение для энергии анизотропии кубических кристаллов U_A [1, 7, 9]:

$$U_A = K_1(\alpha_1'^2 \alpha_2'^2 + \alpha_2'^2 \alpha_3'^2 + \alpha_1'^2 \alpha_3'^2) + \dots, \quad (1)$$

где K_1 — первая константа анизотропии, α_i' — направляющие косинусы вектора намагниченности $4\pi M$ в декартовой системе $\{x_i'\}$, единичные орты которой направлены вдоль ребер кубической решетки (рис. 1).

Выберем координатную систему $\{x_i\}$ таким образом, чтобы феррит был намагничен вдоль оси $z - M_0 \parallel z$ (везде считаем эквивалентными обозначения: для системы $\{x_i'\} - x_1' \equiv x', x_2' \equiv y', x_3' \equiv z'$; для $\{x_i\} - x_1 \equiv x, x_2 \equiv y$ и т. п.). Эффективное магнитное поле анизотропии с учетом (1) в системе $\{x_i'\}$ имеет вид [5, 9]

$$H_A' = -dU_A/dM = -(2K_1/M_0)(\alpha_i' - \alpha_i'^3)x_i', \quad (2)$$

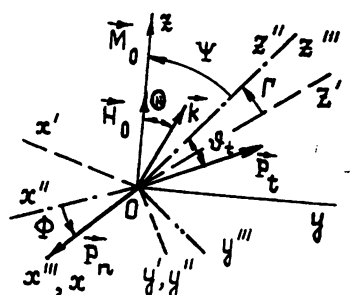


Рис. 1.

где $\alpha'_i x'_i = \sum_{i=1}^3 \alpha'_i x'_i$ и т. п. (ниже по повторяющимся индексам везде проводится аналогичное суммирование). Данное поле может быть записано в $\{x_i\}$ с учетом элементов $a_{ij}(\Gamma, \Phi, \Psi) = \beta_{ih} \nu_{kl} \rho_{lj}$ матрицы \hat{a} , осуществляющей преобразование координат от $\{x'_i\}$ к $\{x_i\}$ при трех последовательных поворотах на углы Γ, Φ и Ψ (рис. 1), причем $\hat{\rho}(\Gamma)$ — матрица перехода от $\{x'_i\}$ к $\{x''_i\}$, который происходит при вращении $\{x'_i\}$ на угол Γ вокруг y' , $\hat{\nu}(\Phi)$ — матрица перехода от $\{x''_i\}$ к $\{x'''_i\}$ при вращении $\{x''_i\}$ на Φ вокруг z'' и $\hat{\beta}(\Psi)$ — матрица перехода от $\{x'''_i\}$ к $\{x_i\}$ при вращении $\{x'''_i\}$ на Ψ вокруг x''' (заметим, что ось z'' лежит в плоскости yOz):

$$\hat{\rho} = \begin{bmatrix} \cos \Gamma & 0 & -\sin \Gamma \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \Gamma & 0 & \cos \Gamma \end{bmatrix}, \quad \hat{\nu} = \begin{bmatrix} \cos \Phi & \sin \Phi & 0 \\ -\sin \Phi & \cos \Phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (3)$$

$$\hat{\beta} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \Psi & \sin \Psi \\ 0 & -\sin \Psi & \cos \Psi \end{bmatrix}.$$

Матрица \hat{a} с учетом (3) примет вид

$$\hat{a} = \begin{bmatrix} \cos \Gamma \cos \Phi & \sin \Phi & -\sin \Gamma \cos \Phi \\ -\cos \Gamma \sin \Phi \cos \Psi + \sin \Gamma \sin \Psi & \cos \Phi \cos \Psi & \cos \Gamma \sin \Psi + \sin \Gamma \sin \Phi \cos \Psi \\ \cos \Gamma \sin \Phi \sin \Psi + \sin \Gamma \cos \Psi & -\cos \Phi \sin \Psi & \cos \Gamma \cos \Psi - \sin \Gamma \sin \Phi \sin \Psi \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Так как $\alpha'_i = a_{ji} \alpha_j$, $x'_i = a_{ji} x_j$, то из (2) с учетом $\alpha_i x_i = T_{pqrs} \alpha_p \alpha_q \alpha_r x_s$, $T_{pqrs} = a_{pi} a_{qi} a_{ri} a_{si}$ в системе $\{x_i\}$ получим:

$$H_A = -(2K_1/M_0)(\alpha_3 - T_{pqrs} \alpha_p \alpha_q \alpha_r) x_3. \quad (5)$$

Аналогично [5, 9] представим H_A и M в виде сумм постоянной и изменяющейся во времени компонент:

$$H_A = H_{A0} + h_A, \quad M = M_0 + m = M_0 \alpha_i x_i. \quad (6)$$

Так как в $\{x_i\}$ $M_0 = M_0 x_3$, то при $|m| \ll |M_0|$ $\alpha_3 \approx 1$, а $\alpha_1, \alpha_2 \ll 1$, и, следовательно, можно пренебречь их произведениями, второй и более высокими степенями. Тогда H_{A0} и h_A с учетом (5) принимают вид

$$H_{A0} = 4\pi M_0 R_{I3} x_i, \quad h_A = 4\pi M_0 \sum_{p=1}^2 R_{Ip} \alpha_p x_i, \quad (7)$$

где $R_{Ip} = -(2K_1/4\pi M_0^2)[\delta_{Ip} - (3 - 2\delta_{3p})T_{33Ip}]$, δ_{Ip} — дельта-функция Кронекера. Из (7) следует, что связь между h_A и $m \approx \sum_{i=1}^2 m_i = \sum_{i=1}^2 M_0 \alpha_i x_i$ запишется в виде

$$h_{Ai} = 4\pi \sum_{j=1}^2 R_{Ij} m_j. \quad (8)$$

Компоненты $\overset{\wedge}{\mu}$ могут быть получены из уравнения движения намагниченности

$$d\mathbf{M}/dt = \gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}], \quad (9)$$

где $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h} + \mathbf{h}_A$ — полное эффективное магнитное поле, \mathbf{h} — внутреннее высокочастотное поле, $\mathbf{H}_0 = \mathbf{H}_e + \mathbf{H}_{A0}$ — эффективное внутреннее постоянное магнитное поле, γ — магнитомеханическое отношение. Заметим, что мы будем исследовать случай, когда \mathbf{M}_0 лежит в плоскости тонкого ферромагнитного слоя (пленки) и размагничивающее постоянное поле равно нулю, а на положение вектора внешнего поля \mathbf{H}_e не накладывается ограничений.

Из (9) и (8) после преобразований получим $\mu_{ij} = \mu_{ji}^* = \mu'_{ij} + i\mu''_{ij}$ в $\{x_i\}$:

$$\begin{aligned} \mu_{11} &= (\Delta - \Omega_{22})/\Delta, & \mu_{12} &= (i\Omega - \Omega_{12})/\Delta, \\ \mu_{22} &= (\Delta - \Omega_{11})/\Delta, & \mu_{33} &= 1, & \mu_{13} &= \mu_{23} = 0, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} \Omega_{11} &= \Omega_0 - R_{11}, & \Omega_{22} &= \Omega_0 - R_{22}, & \Omega_{12} &= R_{12}, \\ \Delta &= \Omega^2 - \Omega_A^2, & \Omega_A^2 &= \Omega_{11}\Omega_{22} - \Omega_{12}^2, & \Omega &= \omega/|\gamma| 4\pi M_0, \\ & & \Omega_0 &= H_{0z}/4\pi M_0. \end{aligned}$$

Плоскость исследуемой пленки совместим с плоскостью $y0z$, совпадающей с $y''''0z''''$, и тогда нормаль к плоскости пленки \mathbf{P}_n будет направлена вдоль x (рис. 1). Отметим, что \mathbf{P}_n в $\{x'_i\}$ однозначно связана с кристаллографической плоскостью пленки (LMN). Углы Γ и Φ могут быть найдены из системы уравнений

$$\begin{cases} P_{n2}''' \equiv a_{21}(\Gamma, \Phi, 0) P_{ni}' = 0 \\ P_{n3}''' \equiv a_{31}(\Gamma, \Phi, 0) P_{ni}' = 0 \end{cases}$$

и для пленки с $\mathbf{P}'_n = [LMN]$ при $|L| + |N| \neq 0$ имеем:

$$\Gamma = -\arctg(N/L), \quad \Phi = \arctg[M/(L^2 + N^2)^{1/2}]. \quad (11)$$

Для данного \mathbf{P}_n вектор \mathbf{P}_t , лежащий в плоскости пленки ($\mathbf{P}_t \perp \mathbf{P}_n$) и направленный в $\{x'_i\}$ вдоль оси $[QRS]$, составляет угол ϑ_t с осью z'''' , равный

$$\vartheta_t = \arctg \{ (SL - QN) (L^2 + M^2 + N^2)^{1/2} [R(L^2 + N^2) - M(QL + SN)]^{-1} \}. \quad (12)$$

Волновой вектор \mathbf{k} , лежащий в плоскости $y0z$, направлен под углом Θ к оси z . Таким образом, изменение Ψ и Θ позволяет вращать \mathbf{M}_0 и \mathbf{k} относительно выбранного кристаллографического направления \mathbf{P}_t . Из (7), (10) по заданным Γ , Φ и Ψ могут быть рассчитаны $\overset{\wedge}{\mu}$ и \mathbf{H}_{A0} . Согласно (9) $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{M}_0$, и тогда в $\{x_i\}$ справедливо

$$H_{e1,2} = -H_{A01,2}, \quad H_{e3} = H_{03} - H_{A03}. \quad (13)$$

Заметим, что при $H_{A01} \neq 0$ для сохранения \mathbf{M}_0 в $y0z$ необходимо вывести \mathbf{H}_e из плоскости пленки.

2. Проведем анализ спектра МСВ в структуре металл—диэлектрик—феррит, плоские неограниченные слои которой лежат параллель-

но плоскости yOz , рис. 1. Поверхности металл—диэлектрик и феррит—воздух соответствуют плоскостям $x=0$ и $x=D_1 + F_2$, где D_1 и F_2 — толщины диэлектрического и ферритового слоев.

Решая уравнения Максвелла в магнитоэлектростатическом (МС) приближении, получим уравнение для МС потенциала ψ в феррите:

$$\mu'_1 \partial^2 \psi / \partial x_i \partial x_j = 0. \quad (14)$$

Задавая ψ в виде волны, бегущей в плоскости yOz , $\psi = \psi_1(x) \exp[i(k_y y + k_z z - \omega t)]$, из (14) с учетом (10) получим уравнение для ψ_1 :

$$(d^2/dx^2 + i2f_1 d/dx + f_2) \psi_1 = 0, \quad (15)$$

имеющее следующее решение:

$$\psi_1 = A_1 \exp(i\Lambda^- x) + A_2 \exp(-i\Lambda^+ x). \quad (16)$$

Здесь

$$\Lambda^\pm = \Lambda \pm f_1, \quad \Lambda^2 = f_1^2 + f_2, \quad f_1 = k_y \mu'_{12} / \mu_{11}, \quad f_2 = -(k_y^2 \mu_{22} + k_z^2) / \mu_{11},$$

$$k = \{0, k_y, k_z\} = s_k |k| \{0, \sin \Theta, \cos \Theta\}.$$

В диэлектрике и воздухе справедливы (14)—(16) при условии $\mu_{ij} = \delta_{ij}$. Записывая граничные условия на поверхностях раздела сред, аналогично [9, 10] получим дисперсионное уравнение

$$\begin{aligned} & \mu_{11}^2 \Lambda^2 + k^2 [\sin^2 \Theta \mu_{12}''^2 - \text{th}(A_{12} \zeta)] - s_k k^2 \sin \Theta \mu_{12}'' \times \\ & \times [1 - \text{th}(A_{12} \zeta) - \mu_{11} \Lambda |k| \text{ctg}(\Lambda F_2)] [1 + \text{th}(A_{12} \zeta)] = 0, \end{aligned} \quad (17)$$

где $A_{12} = D_1 / F_2$, $\zeta = |k| F_2$ — нормированное волновое число. При соответствующих параметрах (17) совпадает с ДУ, полученными в [4, 10].

Из (16) следует, что в структуре существуют объемные (О) МСВ (если в феррите $\Lambda = \text{Re} \Lambda$); поверхностные (П) МСВ ($\Lambda = i \text{Im} \Lambda$, $f_1 = 0$) и смешанные (поверхностно-объемные) МСВ ($\Lambda = i \text{Im} \Lambda$, $f_1 \neq 0$). Так как Λ является определяющим параметром для Λ^\pm , то ниже, если не будет особо оговорено, оба последних типа волн будем называть ПМСВ. Отметим, однако, что $f_1 = 0$ в следующих случаях:

$$1. \Omega_{12} = 0; \quad 2. \Theta = 0, \quad (18)$$

и, следовательно, несмешанные ПМСВ существуют лишь при $\Omega_{12} = 0$ (при $\Theta = 0$ распространяются только ОМСВ).

Исследование Λ показывает, что

$$\Lambda^2 = -k^2 (\Omega^2 - \Omega_1^2) (\Omega^2 - \Omega_2^2) / (\Omega^2 - \Omega_A^2 - \Omega_{22}^2), \quad (19)$$

где

$$\begin{aligned} \Omega_1^2 &= \Omega_A^2 + \Omega^-, \quad \Omega_2^2 = \Omega_A^2 + \Omega^+, \quad \Omega^\pm = [B \pm (B^2 - \\ & - 4\Omega_A^2 \sin^2 \Theta)^{1/2}] / 2, \quad B = \Omega_{11} \sin^2 \Theta + \Omega_{22}. \end{aligned}$$

При $\Omega \in [\Omega_{\min}, \Omega_{\max}]$ существуют ОМСВ, а при $\Omega > \Omega_{\perp A} = \Omega_{\max}$ возможно существование ПМСВ, причем $\Omega_{\min}^{\text{max}} = \min_{\text{max}}(\Omega_1, \Omega_2)$.

Анализ ДУ показывает, что спектр МСВ вырожден по s_k в таких случаях:

$$1. \Theta = 0; \quad 2. A_{12} = \infty. \quad (20)$$

Исследования (17) позволяют получить предельную частоту Ω_L для МСВ при $\zeta \rightarrow 0$:

$$\Omega_L^2 = \Omega_A^2 + \Omega_{22}. \quad (21)$$

При $\xi \rightarrow \infty$ из ДУ получена предельная частота Ω_{RS} для ПМСВ, бегущих вдоль поверхности феррит—диэлектрик или феррит—воздух:

$$\Omega_{RS} = [(\Omega_{11} + 1) \sin^2 \theta + \Omega_{22}] / 2 \sin^2 \theta, \quad (22)$$

причем ПМСВ существуют при условии

$$(\Omega_{\perp A}^2 - \Omega_A^2) / \Omega_{\perp A} \leq |\sin \theta| \leq 1.$$

В случае $D_1 = 0$ ПМСВ, локализованная вблизи поверхности феррит—металл, имеет предельную частоту Ω_{RSM} при $\xi \rightarrow \infty$ без ограничений на θ :

$$\Omega_{RSM}^2 = \Omega_A^2 + \Omega_{22} + \sin^2 \theta (1 + \Omega_{11}). \quad (23)$$

Для прямых (П) и обратных (О) ОМСВ из ДУ определены предельные частоты Ω_{RFV} и Ω_{RBV} , соответственно равные при $\xi \rightarrow \infty$:

$$\Omega_{RFV} = \Omega_{\max}, \quad \Omega_{RBV} = \Omega_{\min}, \quad (24)$$

причем, при $\Omega_L \in (\Omega_{\min}, \Omega_{\max})$ одновременно существуют прямые и обратные ОМСВ.

Проводя анализ групповой и фазовой скоростей МСВ, $V_g = d\Omega/d\zeta$ и $V_p = \zeta\Omega/\zeta^2$ [11], где $\zeta = kF_2$, заметим, что условия коллинеарности V_g и V_p имеют вид

$$1. \theta = \pi/2; \quad 2. \theta = 0, \quad A_{12} = \infty. \quad (25)$$

Таким образом, если M_0 лежит в плоскости пленки, то анизотропия не оказывает влияния на коллинеарность V_g и V_p .

3. Исследуем спектр и энергетические характеристики МСВ. В настоящее время технологи добились наибольших успехов при выращивании иттрий-гранатовых пленок в плоскости (111), и поэтому анализ данного случая представляет особый интерес. В связи с тем, что теоретические исследования МСВ в структуре с касательно намагниченной пленкой (111), которая используется в большинстве экспериментов [8], ранее не проводились, согласно (5), (7), (10)—(12) запишем выражения, необходимые для расчета дисперсионных характеристик и предельных параметров.

Плоскость (111).

$$P_n' = [111], \quad P_t' = [10\bar{1}], \quad \vartheta_t = 0, \quad H_{A01} = (2K_1/M_0) \sin 3\Psi/3\sqrt{2},$$

$$H_{A02} = 0, \quad H_{A03} = -K_1/M_0, \quad \Omega_{11} = \Omega_H - \Omega_{K1}/2, \quad \Omega_{22} = \Omega_H,$$

$$\Omega_{12}^2 = \Omega_{K1}^2 (1 + \cos 6\Psi)/4, \quad \Omega_L^2 = \Omega_H (\Omega_H + 1 - \Omega_{K1}/2) - \Omega_{K1}^2 (1 + \cos 6\Psi)/4,$$

$$\Omega_H = H_{e03}/4\pi M_0, \quad \Omega_{K1} = K_1/2\pi M_0^2.$$

Заметим, что $H_e \in yOz$ только в случае $\Psi = 0$.

Для обратных ОМСВ при $\theta = 0$ имеем

$$\Omega_{\min}^2 = \Omega_L^2 - \Omega_H, \quad \Omega_{\max} = \Omega_L.$$

На рис. 2 представлены участки спектра ООМСВ при $\theta = 0$, $\Omega_H = 0,143$, $\Omega_{K1} = -0,047$, $m = 0$, $A_{12} = 18,7$, $1 - \Psi = 0$, $2 - \pi/6$, $3 - K_1 = 0$. Для объемных МСВ $\Delta F_2 \in [m\pi, (m+1)\pi]$, где $m = 0, 1, 2, \dots$ — номер моды. Отметим, что при вращении M_0 в плоскости (111) спектр меняется незначительно и почти не отличается от изотропного случая, соответствующего графику 3.

Для МСВ при $\theta = \pi/2$ получим при $K_1 < 0$:

$$1) \Psi = 0, \quad M_0 \parallel \langle 110 \rangle,$$

$$\Omega_{L1}^2 = \Omega_H(\Omega_H + 1 - \Omega_{K1}/2) - \Omega_{K1}^2/2,$$

$$\Omega_{\min}^2 = \Omega_{L1}^2 + \Omega_{K1}/2, \quad \Omega_{\max}^2 = \Omega_{L1}^2 - \Omega_{K1}/2.$$

Так как выполняется условие $\Omega_{\min} < \Omega_{L1} < \Omega_{\max}$, то в структуре существуют прямые и обратные ОМСВ и поверхностно-объемные МСВ.

$$2) \Psi = \pi/6, \quad M_0 \parallel \langle 121 \rangle,$$

$$\Omega_{L2}^2 = \Omega_H(\Omega_H + 1 - \Omega_{K1}/2), \quad \Omega_{\min} = \Omega_{L2}, \quad \Omega_{\max} = \Omega_{L2} - \Omega_{K1}/2.$$

В структуре существуют прямые ОМСВ и ПМСВ. Для любых Ψ при $\Theta = \pi/2$ $\Omega_{RS} = \Omega_H + 1/2 - \Omega_{K1}/4$.

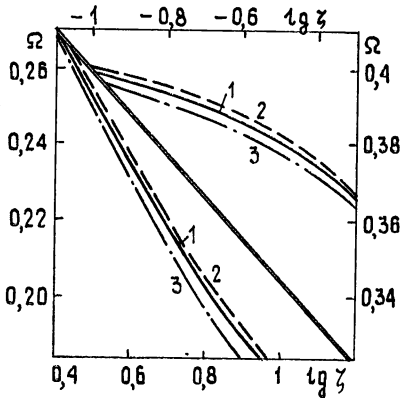


Рис. 2.

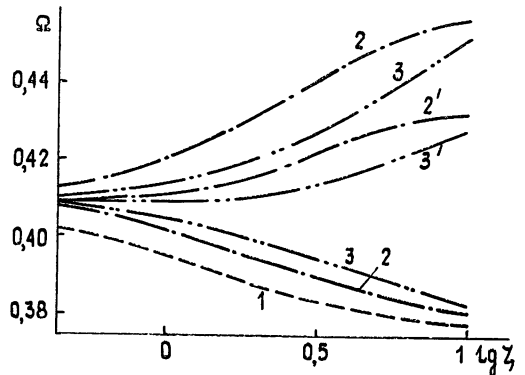


Рис. 3.

На рис. 3 представлены графически зависимости Ω от $\lg \zeta$ для ОМСВ при $\Theta = \pi/2$, $\Omega_H = 0,143$, $A_{12} = 15$, $\Omega_{K1} = -0,047$, $s_k = -1$. Штриховые, штриховые с точкой и штриховые с двумя точками соответствуют ОМСВ с $m=0, 1, 2$. Кривые 1, 2, 3 (2', 3') соответствуют $\Psi=0$ ($\Psi = \pi/6$). ПМСВ, смешанные МСВ и основная мода прямых ОМСВ ($m=0$) занимают диапазон $\Omega \in (0,42 \div 0,65)$ и не показаны на рис. 3, так как их спектр незначительно меняется при вращении M_0 относительно P_t .

Проведем анализ группового времени запаздывания $T = 1/|V_g|$, ответственного за перенос энергии волной [11]. На рис. 4 представлены зависимости T от Ω для $\Theta = \pi/2$ при $\Omega_H = 0,143$, $A_{12} = 15$, $\Omega_{K1} = -0,047$, $s_k = -1$, 1 — $\Psi=0$, 2 — $\pi/6$, 3 — $K_1=0$. Сплошная и штриховая линии соответствуют ПМСВ и прямым ОМСВ при $m=0$. Заметим, что основная мода прямой ОМСВ переходит при $\Omega = \Omega_{\perp A}$ в ПМСВ и занимает широкую полосу частот при $M_0 \parallel \langle 110 \rangle$, причем для $0 \leq \Psi < \pi/6$ $\Omega_{12} \neq 0$ и несмешанные ПМСВ отсутствуют. Различия характеристик для изотропного и анизотропного ферритов особенно заметны в нижней и верхней частях диапазона существования МСВ. Таким образом, при $\Theta = \pi/2$ ($M_0 \perp k$) анизотропия пленки (111) приводит к появлению в спектре ОМСВ и к существованию смешанных волн при $\Omega_{12} \neq 0$ по сравнению со случаем изотропного феррита ($K_1=0$), когда распространяются только несмешанные ПМСВ.

Анизотропные свойства кубических пленок наиболее ярко проявляются в плоскости (110) с $P'_n = [110]$, $P'_t = [001]$, $\phi_t = 0$. В данном случае H_e всегда лежит в плоскости yOz , а $H_e \parallel M_0$ при направлении M_0 вдоль осей $\langle 100 \rangle$ — $\Psi=0$, $\langle 110 \rangle$ — $\Psi = \pi/2$ и $\langle 111 \rangle$ — $\Psi =$

$= \arccos(1/\sqrt{3})$. Влияние анизотропии на зависимость группового времени запаздывания вдоль волнового вектора $T_k = k/(V_g k)$ от Ω для обратных ОМСВ показано на рис. 5. Графики построены при $\Theta=0$, $\Omega_H=0,143$, $A_{12}=0$, $m=0$, $\Omega_{K1}=-0,047$, 1— $\Psi=0$, 2— $\pi/8$, 3— $0,62$, 4— $\arccos(1/\sqrt{3})$, 5— $\pi/2$, 6— $K_1=0$, 7— $\Psi=0$, $A_{12}=15$. Обращает внимание влияние D_1 на характеристики ООМСВ. Анализ рис. 4 и 5 позволяет отметить большие времена задержек для ООМСВ по сравнению с ПМСВ и значительную роль анизотропии в структуре с пленкой (110).

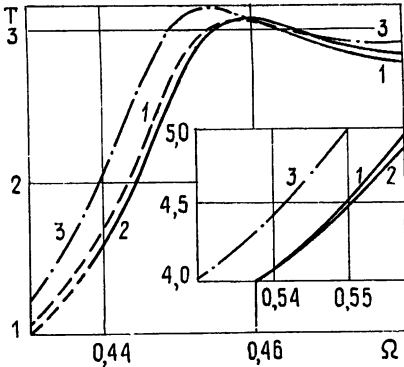


Рис. 4.

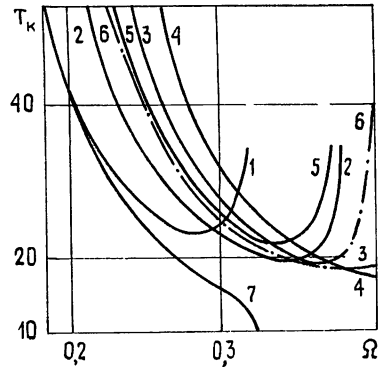


Рис. 5.

Таким образом, исследование дисперсионных свойств МСВ в структуре с касательно намагниченной ферритовой пленкой показало необходимость учета анизотропии при расчете спектра и энергетических характеристик волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Solt I. H., Fletcher P. C.—J. Appl. Phys., 1960, 31, № 5, p. 100S.
2. Яковлев Ю. М., Бурдин Ю. Н.—ФТТ, 1966, 8, № 11, с. 3407.
3. Wilsey N. D., Vittoria C., Lessoff H.—Sol. Stat. Commun., 1972, 10, № 9, p. 859.
4. Schneider B.—Phys. Stat. Sol., 1972, B51, № 1, p. 325.
5. Vittoria C., Bailey G. C., Barker R. C., Yelon A.—Phys. Rev., 1973, B7, № 5, p. 2112.
6. Schneider B.—Phys. Stat. Sol., 1974, B66, № 1, p. 99.
7. Балинский М. Г., Данилов В. В., Зависляк И. В. Статья депонирована в УкрНИИТИ, рег. № 1483. Деп. от 24 мая 1979 г.
8. Smith C. V., Owens J. M., Mears T. J., Parekh N. D.—IEEE Trans. Magn., 1979, 15, № 6, p. 1738.
9. Vajrai S. N., Rattan I., Srivastava N. C.—J. Appl. Phys., 1979, 50, № 4, p. 2887.
10. Берегов А. С.—Изв. вузов—Радиоэлектроника, 1981, 24, № 9, с. 56.
11. Агранович В. М., Гинзбург В. Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов.—М.: Наука, 1979.

Киевский политехнический институт

Поступила в редакцию
16 апреля 1982 г.

PROPAGATION OF MAGNETOSTATIC WAVES IN A STRUCTURE WITH TANGENTIALLY MAGNETIZED ANISOTROPIC FERRITE LAYER

A. S. Beregov

Magnetic permittivity tensor has been obtained for a cubic ferrite magnetized in an arbitrary plane without limitation for mutual position of vectors of saturation magnetization and external constant field. The characteristics of magnetostatic waves in a structure with a tangentially magnetized ferrite film have been studied.