

01;05

©1995 г.

ДИСПЕРСИОННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ДИПОЛЬНО-ОБМЕННЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН И МЕЖМОДОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В НЕОДНОРОДНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

Л. В. Луцев

(Поступило в Редакцию 19 января 1994 г.)

Получено волновое уравнение для дипольно-обменных спиновых волн в перпендикулярно намагниченной неоднородной по толщине ферромагнитной пленке. Разложением в ряд теории возмущений найдены дисперсионные соотношения и расталкивание дисперсионных кривых первой моды с высшими модами в месте их пересечения в зависимости от степени неоднородности магнитных параметров по толщине. Получены соотношения, определяющие спектр спин-волнового резонанса. Найдены дисперсионные зависимости дипольно-обменных спиновых волн в магнитных сверхрешетках с изменением одноосной анизотропии. Вычислена вероятность межмодовых переходов, происходящих под влиянием периодического магнитного поля. Найдено, что примесь высшей моды в районе пересечения первой моды с высшей в значительной степени (на несколько порядков) увеличивает вероятность межмодового перехода. Показано, что для межмодовых переходов, представляющих собой неупругое рассеяние магнонов на периодическом магнитном поле, существенна поперечная неоднородность пленки и магнитного поля, что отличает межмодовые переходы от брэгговского рассеяния.

Введение

Дисперсионные характеристики спиновой волны, распространяющейся в ферромагнитной пленке, в зависимости от значения волнового вектора определяются либо диполь-дипольным, либо обменным взаимодействием между спинами ^[1-3]. Во многих случаях необходим одновременный учет диполь-дипольного и обменного взаимодействий. При малых волновых векторах обменное взаимодействие определяет пересечение дисперсионных кривых. Оно является существенным при спин-волновом резонансе. Изучение спиновых волн с учетом диполь-дипольного и обменного взаимодействий, носящих название дипольно-обменных спиновых волн (ДОСВ), в однородных ферромагнитных пленках с определенными граничными условиями проводилось в ^[4]. Целью данной работы являются построение ряда теории возмущений и нахождение дисперсионных зависимостей дипольно-обменных

спиновых волн в неоднородных по толщине ферромагнитных пленках. Обменное взаимодействие необходимо учитывать при вычислении вероятности межмодовых переходов (ММП), происходящих под влиянием периодического в плоскости пленки магнитного поля. Поперечная неоднородность пленки приводит к смешиванию мод в месте их пересечения и образованию гибридного состояния, что ведет к значительному (на несколько порядков) увеличению вероятности ММП. Необходимым условием для образования гибридного состояния и соответственно для наблюдения этого эффекта является неоднородность по толщине магнитных параметров ферромагнитной пленки.

Дисперсионные зависимости дипольно-обменных спиновых волн в неоднородных ферромагнитных пленках

Для описания ДОСВ необходимы два уравнения: уравнение движения плотности магнитного момента и уравнение, описывающее окружающее магнитный момент магнитное поле. Пусть перпендикулярно намагниченная ферромагнитная пленка имеет толщину $2d$, ось Oz перпендикулярна, а оси Ox , Oy параллельны поверхности пленки. Уравнение Ландау-Лифшица, определяющее динамику плотности магнитного момента $\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}(t)$ внутри пленки ($z \in [-d, d]$), и уравнение, описывающее изменение магнитного поля $\mathbf{h}(t)$ при изменении $\mathbf{m}(t)$ в магнитостатическом приближении, имеют вид [1]

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \left[\mathbf{M} \times \frac{\delta \mathcal{H}}{\delta \mathbf{M}} \right] = \gamma [\mathbf{M} \times (\mathbf{H} + \mathbf{h}(t) - 4\pi M_z \mathbf{n} + \alpha \Delta \mathbf{M} + \mathbf{H}_A)],$$

$$\operatorname{div}(\mathbf{h}(t) + 4\pi \mathbf{m}(t)) = 0, \quad (1)$$

где \mathcal{H} — эффективный классический гамильтониан; γ — гиромангнитное отношение; $\mathbf{H} \parallel Oz$ — внешнее постоянное магнитное поле; $\mathbf{h}(t) = -\nabla \varphi(t)$ и $\varphi(t)$ — переменное магнитное поле и магнитостатический потенциал спиновой волны; $-4\pi M_z \mathbf{n}$ — размагничивающее магнитное поле пленки; α — постоянная обменного взаимодействия; $\mathbf{H}_A = \beta(\mathbf{M}\mathbf{n})\mathbf{n}$ — поле одноосной анизотропии с осью \mathbf{n} , перпендикулярной поверхности пленки.

Оставим в (1) линейные по $\mathbf{m}(t)$ члены и выберем систему координат так, чтобы волна распространялась вдоль оси Ox . Переходя к переменным $m_{\pm} = m_x \pm im_y$ и опуская производные по y , получим из (1) систему

$$\hat{B}_{\pm} m_{\pm} \equiv \left\{ \pm i \frac{\partial}{\partial t} - \gamma [-\alpha M_0 \Delta + H - 4\pi M_0 + H_A] \right\} m_{\pm} = \gamma M_0 \frac{\partial}{\partial x} \varphi,$$

$$-\Delta \varphi + 2\pi \frac{\partial}{\partial x} (m_+ + m_-) = 0, \quad (2)$$

где $\Delta = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial z^2$.

Изменения $m_{\pm}(t)$ в спиновой волне определяются суммой вынужденного решения и нулевых собственных решений уравнения $\hat{B}_{\pm} m_{\pm}^{(0)} = 0$

$$m_{\pm}(t) = \hat{B}_{\pm}^{-1} \gamma M_0 \frac{\partial}{\partial x} \varphi + \sum_j C'_{\pm j} m_{\pm j}^{(0)}(t). \quad (3)$$

Операторы \hat{B}_{\pm} имеют обратные операторы на функциональных пространствах, ортогональных к ядрам $Ker \hat{B}_{\pm} = \{\sum_j C'_{\pm j} m_{\pm j}^{(0)}(t)\}$. Отбрасывание нулевых собственных решений $\sum_j C'_{\pm j} m_{\pm j}^{(0)}(t)$ в (3) равносильно требованию, что не существует спиновой волны с $m_{\pm}(t) \neq 0$ и $\varphi(t) \equiv 0$. Это условие однозначно определяет ДОСВ

$$\left[-\Delta + 2\pi \frac{\partial}{\partial x} \left(\hat{B}_+^{-1} + \hat{B}_-^{-1} \right) \gamma M_0 \frac{\partial}{\partial x} \right] \varphi = 0. \quad (4)$$

Следует заметить, что использование обменных граничных условий типа $\partial \mathbf{m} / \partial z + \hat{\mathbf{a}} \mathbf{m}|_{\pm d} = 0$ приводит к фиксации $C_{\pm j} \neq 0$ в (3). Это является некорректным, так как допускается существование волны только с изменением магнитного момента $\mathbf{m}(t)$. Применение обменных граничных условий становится еще более проблематичным, если в классическом гамильтониане \mathcal{H} в (1), который получается после усреднения гамильтониана Гейзенберга, оставить члены с более высоким, чем второй, порядком малости [1]. В этом случае в уравнении Ландау-Лифшица в (1) необходимо сделать замену $\alpha \Delta \mathbf{M} \rightarrow \alpha_1 \Delta \mathbf{M} + \alpha_2 (\partial^4 / \partial x^4 + \partial^4 / \partial y^4 + \partial^4 / \partial z^4) \mathbf{M} + \dots$ (для простоты рассматривается изотропный случай). Количество обменных граничных условий, необходимых для однозначного решения (2), при этом растет и в них появляются производные более высоких порядков. С другой стороны, требование, что не существует ДОСВ с $m_{\pm}(t) \neq 0$ и $\varphi(t) \equiv 0$ или, что аналогично, ограничение действия операторов \hat{B}_{\pm} функциональными пространствами с $Ker \hat{B}_{\pm} = 0$, приводит к однозначному определению ДОСВ при любом количестве членов высшего порядка малости в гамильтониане \mathcal{H} . Ссылки на работы, использующие обменные граничные условия, приведены в [1-3].

Волновое уравнение для ДОСВ получается при не зависящих от времени и от x $\gamma, \alpha, M_0, H, H_A$ путем умножения (4) на \hat{B}_{\pm} и Δ^{-1}

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \hat{A}^2 + \Delta^{-1} \left[\hat{A}^2, \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] + 4\pi \Delta^{-1} \hat{A} \gamma M_0 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right\} \varphi = 0, \quad (5)$$

где $[\hat{A}^2, \partial^2 / \partial z^2]$ обозначает коммутатор действующего на пространственные переменные оператора $\hat{A}^2 = [\gamma(-\alpha M_0 \Delta + H - 4\pi M_0 + H_A)]^2$ с $\partial^2 / \partial z^2$.

Для однородной пленки решениями (4), (5) являются волновые функции

$$\varphi(x, z, t) = (2\pi)^{-1} \exp(ikx + i\omega t) \varphi_n(z), \quad (6)$$

где

$$\varphi_n(z) = \left(d + \frac{|k|}{k_0^{(n)2}} \right)^{-1/2} \begin{cases} \sin k_z^{(n)} z & (n = 2, 4, 6, \dots) & -d \leq z \leq d, \\ \cos k_z^{(n)} z & (n = 1, 3, 5, \dots) & -d \leq z \leq d, \\ \frac{k_z^{(n)}}{k_0^{(n)}} (-1)^{(n-1)(n-2)/2} \exp[|k|(d-z)] & & z > d, \\ \frac{k_z^{(n)}}{k_0^{(n)}} (-1)^{n(n-1)/2} \exp[|k|(d+z)] & & z < -d, \end{cases} \quad (7)$$

$$2 \operatorname{ctg} 2k_z^{(n)} d = \frac{k_z^{(n)}}{|k|} - \frac{|k|}{k_z^{(n)}}, \quad (8)$$

$k_0^{(n)2} = k^2 + k_z^{(n)2}$, k — волновой вектор.

Функции (6), (7) описывают моды ДОСВ с номером n . Дисперсионная зависимость для моды φ_n имеет вид

$$\omega_n^2 = \left(\Omega + \gamma \alpha M_0 k_0^{(n)2} \right) \left(\Omega + \gamma \alpha M_0 k_0^{(n)2} + \gamma 4\pi M_0 k^2 / k_0^{(n)2} \right), \quad (9)$$

где $\Omega = \gamma(H - 4\pi M_0 + H_A)$.

Из (8) следует, что $\pi(n-1)/2d \leq k_z^{(n)} < \pi n/2d$. При $k \ll \pi/d$

$$k_z^{(1)} = \sqrt{\frac{|k|}{d}}, \quad k_z^{(n)} = \frac{\pi(n-1)}{2d} + \frac{2k}{\pi(n-1)} \quad (n > 1). \quad (10)$$

Учитывая (10), из дисперсионного соотношения (9) при $k \ll \pi/d$ получаем значения групповой скорости ДОСВ $v_{\text{гp}} = \partial \omega_n / \partial k$

$$v_{\text{гp}}^{(1)} = 2\pi\gamma M_0 d + \gamma \alpha M_0 / d, \quad v_{\text{гp}}^{(n)} = 2\gamma \alpha M_0 / d \quad (n > 1). \quad (11)$$

Из (9) также следует, что дисперсионные кривые разных мод пересекаются друг с другом без расталкивания.

Рассмотрим случай неоднородных по толщине пленок с магнитными параметрами $\gamma(z)$, $\alpha(z)$, $M_0(z)$, $H_A(z)$, не зависящими от x и t .

а) После преобразования Фурье по x и t первое уравнение (2) будет являться уравнением второго порядка по z

$$\hat{B}_{\pm}(\omega, k) m_{\pm} \equiv \left\{ \mp \omega - \gamma \left[\alpha M_0 \left(k^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + H - 4\pi M_0 + H_A \right] \right\} m_{\pm} = i\gamma k M_0 \varphi. \quad (12)$$

Зная решения $v_1^{\pm}(z)$, $v_2^{\pm}(z)$ однородного уравнения $\hat{B}_{\pm}(\omega, k) m_{\pm}^{(0)} = 0$, можно найти обратный оператор и вынужденное решение [5]

$$m_{\pm}(z) = \frac{ik}{\omega(0)} \left[v_2^{\pm}(z) \int_{-d}^z \frac{\varphi(\xi)}{\alpha(\xi)} v_1^{\pm}(\xi) d\xi + v_1^{\pm}(z) \int_z^d \frac{\varphi(\xi)}{\alpha(\xi)} v_2^{\pm}(\xi) d\xi \right], \quad (13)$$

где $\omega(0)$ — вронскиан.

В случае линейного изменения $H_A = H_A(0) + \nu z$ функциями $v_1^\pm(z)$ и $v_2^\pm(z)$ будут функции Эйри $Ai[(\nu/\alpha M_0)^{1/3}(z - z_0^\pm)]$ и $Bi[(\nu/\alpha M_0)^{1/3}(z - z_0^\pm)]$, $z_0^\pm = [\mp\omega/\gamma - \alpha k^2 M_0 - H + 4\pi M_0 - H_A(0)]/\nu$ [6]. Для произвольного профиля в качестве первого приближения v_n^\pm ($n = 1, 2$) возможно использование функций $(\alpha/U_\pm)^{1/4} \exp[(-1)^{n+1} \int_{-d}^z (U_\pm/\alpha)^{1/2} d\xi]$,

$U_\pm(z) = \pm\omega/\gamma M_0 + H/M_0 - 4\pi + H_A/M_0 + \alpha k^2$. Дисперсионные соотношения ДОСВ определяются нулевым собственным значением фурье-преобразованного по x, t второго уравнения (2) с учетом (13) или соответствующего ему фурье-преобразованного уравнения (4)

$$\left[-\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 - 2\pi k^2 \left(\hat{B}_+^{-1}(\omega, k) + \hat{B}_-^{-1}(\omega, k) \right) \gamma M_0 \right] \varphi = 0. \quad (14)$$

Вне пленки для любой моды n $\varphi_n(z) \sim \exp(-|kz|)$. Разлагая (14) по полной ортонормированной системе функций $|l\rangle = \varphi_l(z)$ на $[-d, d]$, которые шиты со значениями $\exp(-|kz|)$ вне пленки, по аналогии с теорией возмущений в [7] получаем ряд, определяющий дисперсионные соотношения,

$$k^2 + \varepsilon_{ll}(\omega, k) + \sum_{n \neq l} \frac{|\varepsilon_{ln}(\omega, k)|^2}{\varepsilon_{ll}(\omega, k) - \varepsilon_{nn}(\omega, k)} + \dots = 0, \quad (15)$$

где

$$\varepsilon_{ln}(\omega, k) = \left\langle l \left| -\frac{\partial^2}{\partial z^2} + 2\pi i k(m_+ + m_-) \right| n \right\rangle = - \int_{-d}^d \varphi_l^*(z) \times \\ \times \left\{ \frac{\partial^2 \varphi_n(z)}{\partial z^2} + \sum_{+, -} \frac{2\pi k^2}{\omega(0)} \left[v_2^\pm(z) \int_{-d}^z \frac{\varphi_n(\xi)}{\alpha(\xi)} v_1^\pm(\xi) d\xi + v_1^\pm(z) \int_z^d \frac{\varphi_n(\xi)}{\alpha(\xi)} v_2^\pm(\xi) d\xi \right] \right\} dz.$$

Предельные значения дисперсионных соотношений ДОСВ при $k \rightarrow 0$ дают частоты спектра спин-волнового резонанса. Уравнение (14) при $k \rightarrow 0$ имеет отличное от нуля решение только в том случае, если хотя бы одно собственное значение $\hat{B}_-(\omega, k)$ или $\hat{B}_+(\omega, k)$ стремится к нулю. При этом, как следует из (12), для этого собственного значения $\varphi(z) \rightarrow C_1 v_1^\pm(z) + C_2 v_2^\pm(z)$. Условие непрерывности $\varphi'(z) = \partial\varphi(z)/\partial z$ на границе пленки $z = \pm d$ с функциями $\partial \exp(-|kz|)/\partial z$, вытекающее из требования корректности (14), при $k \rightarrow 0$ приводит к системе

$$\begin{aligned} C_1 (v_1^\pm(d, \omega))' + C_2 (v_2^\pm(d, \omega))' &= 0, \\ C_1 (v_1^\pm(-d, \omega))' + C_2 (v_2^\pm(-d, \omega))' &= 0. \end{aligned} \quad (16)$$

Разрешимость (16) при положительности значений ω дает соотношение, определяющее спектр спин-волнового резонанса,

$$\det \begin{pmatrix} (v_1^-(d, \omega))' & (v_2^-(d, \omega))' \\ (v_1^-(-d, \omega))' & (v_2^-(-d, \omega))' \end{pmatrix} = 0. \quad (17)$$

б) Предельным случаем ДОСВ являются безобъемные магнитостатические волны. Действие $\hat{B}_+^{-1}(\omega, k) + \hat{B}_-^{-1}(\omega, k)$ при $\alpha \rightarrow 0$ в (14) сводится к умножению на число, пропорциональное диагональной компоненте тензора магнитной восприимчивости χ_{ik} : $m_i = \chi_{ik} h_k$. Это приводит к упрощению выражений $\varepsilon_{ln}(\omega, k)$ в (15). Приближение безобъемных волн допустимо использовать при ω , не совпадающих с частотами ферромагнитного резонанса $\Omega(z) = \gamma(z)[H - 4\pi M_0(z) + H_A(z)]$. Использование этого приближения в интервале $[\min \Omega(z), \max \Omega(z)]$ в пленках с непрерывным изменением $\Omega(z)$ по толщине является некорректным. Дисперсионные зависимости, рекуррентные соотношения и соответствующие им уравнения Риккати для магнитостатических волн в неоднородных по толщине ферромагнитных пленках вне интервала $[\min \Omega(z), \max \Omega(z)]$ найдены в [8].

в) В случае малых отклонений $\gamma(z)$, $\alpha(z)$, $M_0(z)$, $H_A(z)$ пленочной структуры от постоянных значений в качестве полной ортонормированной системы, по которой раскладывается уравнение (14), можно использовать (7). Параметрами разложения при этом являются $\Delta\gamma/\bar{\gamma} = (\max \gamma(z) - \min \gamma(z))/(\max \gamma(z) + \min \gamma(z))$, $\Delta\alpha/\bar{\alpha}$, $\Delta M_0/\bar{M}_0$, $\Delta H_A/\bar{H}_A$. Умножим (14) на $\hat{B}_-(\omega, k)$. При $(\omega - \Omega(z))/\Omega(z) \ll 1$ можно пренебречь $\hat{B}_-(\omega, k) \hat{B}_+^{-1}(\omega, k)$ по сравнению с единичным оператором, что дает более простое по сравнению с (14) уравнение, описывающее ДОСВ,

$$\left[\hat{B}_-(\omega, k) \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - k^2 \right) + 2\pi k^2 \gamma M_0 \right] \varphi = 0. \quad (18)$$

Учитывая (12), в первом приближении дисперсионные кривые ДОСВ определяются выражением

$$\omega_n = \left\langle n \left| \gamma(z) \left[H - 4\pi M_0(z) + H_A(z) + \alpha(z) M_0(z) k_0^{(n)2} + \frac{2\pi k^2}{k_0^{(n)2}} M_0(z) \right] \right| n \right\rangle. \quad (19)$$

Если дисперсионные кривые мод φ_n и φ_p пересекаются, то неоднородность пленки приводит к их расталкиванию в месте пересечения и образованию гибридных состояний $a\varphi_n + b\varphi_p$ ($a^2 + b^2 = 1$)

$$\omega_{np}^{(\pm)} = \left\{ G_{nn} + G_{pp} \pm \left[(G_{nn} - G_{pp})^2 + 4G_{np}G_{pn} \right]^{1/2} \right\} / 2, \quad (20)$$

где

$$G_{ij} = \left\langle i \left| \gamma(z) \left[H - 4\pi M_0(z) + H_A(z) + \alpha(z) M_0(z) k_0^{(j)2} + 2\pi k^2 M_0(z) / k_0^{(j)2} \right] \right| j \right\rangle$$

$$(i = n, p; \quad j = n, p).$$

Интегрирование в (19), (20) проводится на $[-d, d]$, т.е.

$$\langle n | f(z) | p \rangle = \int_{-d}^d \varphi_n^*(z) f(z) \varphi_p(z) dz.$$

В точке пересечения мод расталкивание дается выражением

$$\delta\omega_{np} = \omega_{np}^{(+)} - \omega_{np}^{(-)} = 2(G_{np}G_{pn})^{1/2}. \quad (21)$$

В качестве примера определим дисперсионные соотношения ДОСВ в пленке с линейным изменением $H_A(z) = \nu(l-z)$ на участке $[l, d]$. Этот случай соответствует наличию плавного переходного слоя на участке пленка-подложка и также реализуется в имплантированных пленках [9]. После подстановки (7) в (19) получим сдвиг дисперсионной кривой моды φ_n ДОСВ относительно дисперсионной кривой (9) в однородной пленке

$$\Delta\omega_n = \frac{-\gamma\nu}{8(d+|k|/k_0^{(n)2})} \left[2(d-l)^2 + \frac{k_z^{(n)2} - k^2}{k_z^{(n)2} k_0^{(n)2}} + \frac{4(d-l)|k|}{k_0^{(n)2}} + (-1)^n \frac{\cos 2k_z^{(n)} l}{k_z^{(n)2}} \right], \quad (22)$$

где $k_z^{(n)}$ определяется (8).

На рис. 1 показаны дисперсионные кривые первых 7 мод ДОСВ для пленки YIG при $\nu = 10$ Э/мкм, $2d = 5$ мкм, $d-l = 0.5$ мкм, $\alpha = 4\pi \cdot 3.2 \cdot 10^{-12}$ см², $4\pi M_0 = 1750$ Э, $H_A^{(0)} = 0$, $\Omega/2\pi = 4.5$ ГГц, $\gamma/2\pi = 2.83$ МГц/Э. Расталкивание мод определялось по формуле (20). Следует заметить, что благодаря последнему члену в (22) сдвиг $\Delta\omega_n$ зависит от четности моды. Эффект зависимости $\Delta\omega_n$ от четности наблюдался в [10] на пленках с линейным изменением $4\pi M_0 - H_A$ по толщине при изучении спектра спин-волнового резонанса.

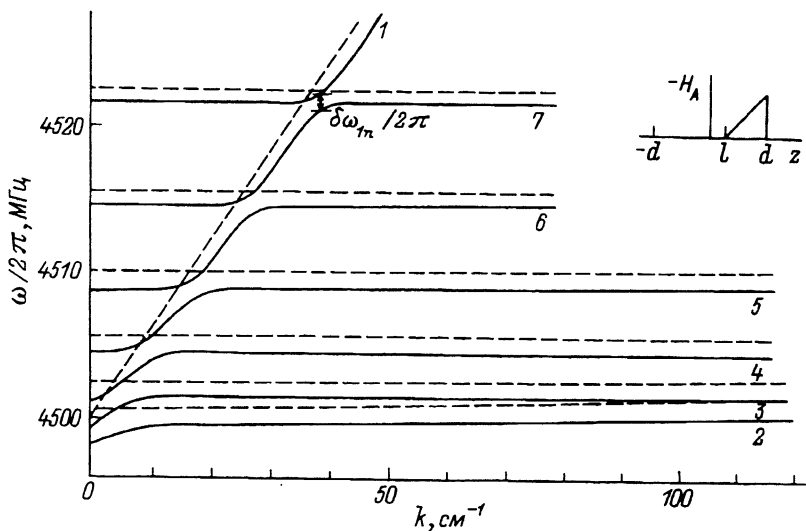


Рис. 1. Изменение начальных областей дисперсионных зависимостей дипольно-обменных спиновых волн при переходе от однородной пленки с $4\pi M_0 = 1750$ Э, $H_A^{(0)} = 0$, толщиной $2d = 5$ мкм (штриховые кривые) к неоднородной пленке, имеющей переходной слой на $[l, d]$ с изменением одноосной анизотропии $H_A(z) = H_A^{(0)} + \nu(l-z)$ с $\nu = 10$ Э/мкм, $d-l = 0.5$ мкм (сплошные кривые). Величина внешнего магнитного поля $H = 3340$ Э. Цифры у кривых — значение n .

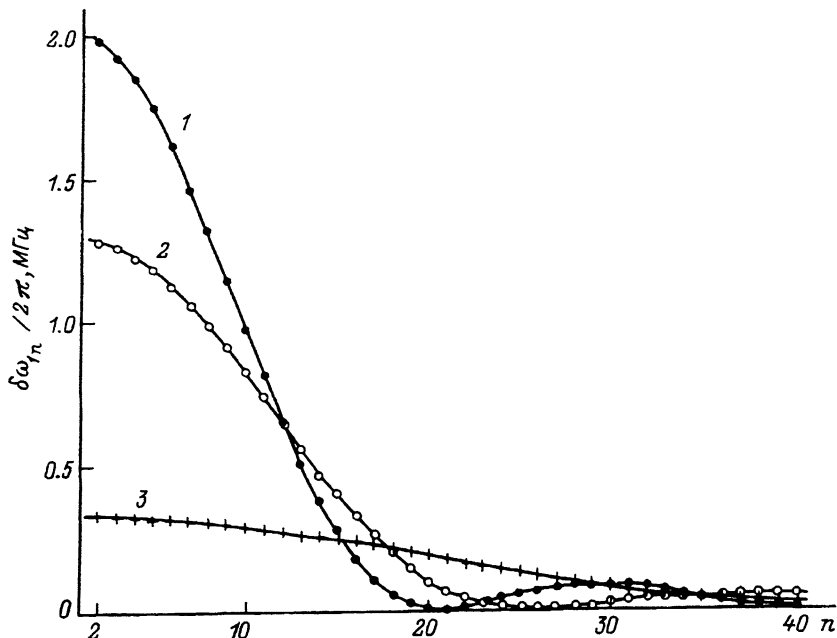


Рис. 2. Расталкивание $\delta\omega_{1n}/2\pi$ первой моды с высшими в зависимости от номера высшей моды n в пленке с изменением поля одноосной анизотропии $H_A(z) = \nu(l-z)$ на $[l, d]$.

Толщина пленки $2d = 5$ мкм, $\nu = 10$ Э/мкм, $4\pi M_0 = 1750$ Э; $(d-l)$, мкм: 1 — 0.5, 2 — 0.4, 3 — 0.2.

Зависимость расталкивания первой моды с высшими от номера моды n приведена на рис. 2 при различных значениях $d-l$. Обращает на себя внимание резкое уменьшение $\delta\omega_{1n}$ при уменьшении $d-l$ при малых n . Аналитическое выражение $\delta\omega_{1n}$ при $k \ll \pi/d$ дается формулой

$$\delta\omega_{1n} = \frac{\sqrt{2}\gamma\nu}{k_z^{(n)2}d} \begin{cases} |\cos k_z^{(n)}d - \cos k_z^{(n)}l| & n = 3, 5, 7, \dots, \\ |\sin k_z^{(n)}d - \sin k_z^{(n)}l| & n = 2, 4, 6, \dots \end{cases} \quad (23)$$

Величина расталкивания $\delta\omega_{1n}$ определяет наблюдавшиеся при имплантации области непропускания (обменные щели) на амплитудно-частотной характеристике ДОСВ в линии задержки [11].

Дисперсионные зависимости дипольно-обменных спиновых волн в магнитных сверхрешетках

Распространение ДОСВ в сверхрешетках обладает рядом особенностей. Под магнитными сверхрешетками в данном случае понимаются пленочные структуры с пространственно-периодическим отклонением магнитных параметров по толщине от постоянных значений, с $2d \gg \sqrt{\alpha}$ и достаточно большим количеством периодов. В магнито-статическом безобменном приближении дисперсионные зависимости спиновых волн в сверхрешетках исследовались в [8, 12–15]. Обобщение

на ДОСВ в многослойных структурах было сделано в [16]. Выведенные уравнения (5), (14), (18) позволяют исследовать распространение ДОСВ в пленках с любым периодическим профилем, а соотношения (15), (19), (20) дают достаточно эффективную процедуру нахождения дисперсионных зависимостей.

Исследуем случай малого отклонения магнитных параметров от однородного профиля. Такие пленочные структуры достаточно легко могут быть получены периодическим изменением условий роста в процессе эпитаксиального выращивания феррогранатовых пленок. Это могут быть изменения температуры во время роста, приводящие к вариациям вхождения Pb^{2+} , Pb^{4+} в додекаэдрические позиции [17], или периодическое изменение скорости вращения подложки. В последнем случае, по-видимому, наибольших периодических отклонений состава по профилю пленки следует ожидать тогда, когда вместе с парой (Pb^{2+} , Pb^{4+}) в додекаэдрических позициях присутствует комбинация из ионов (Zn^{3+} , Y^{3+}), (Zn^{3+} , Y^{3+} , Bi^{3+}) или (Zn^{3+} , Y^{3+} , Za^{3+}). Согласно [17], главный вклад в неоднородность магнитных параметров при названных способах выращивания пленочных сверхрешеточных структур должна вносить ростовая одноосная анизотропия. В связи с этим рассмотрим сверхрешетку с изменением поля одноосной анизотропии

$$H_A(z) = H_A^{(0)} + \mu \sin(\kappa z + \delta). \quad (24)$$

Все остальные магнитные параметры по профилю пленки не изменяются. Постоянная сверхрешетки $\Lambda = 2\pi/\kappa$. Сдвиг дисперсионной кривой моды φ_n ДОСВ в сверхрешетке относительно дисперсионной зависимости в однородной структуре (9) в первом приближении теории возмущений определяется (19)

$$\Delta\omega_n = \gamma\mu \langle n | \sin(\kappa z + \delta) | n \rangle = \frac{\gamma\mu \sin \delta}{d + |k|/k_0^{(n)2}} \times \left\{ \frac{\sin \kappa d}{\kappa} + \frac{(-1)^{n+1}}{2} \left[\frac{\sin(2k_z^{(n)} + \kappa)d}{2k_z^{(n)} + \kappa} + \frac{\sin(2k_z^{(n)} - \kappa)d}{2k_z^{(n)} - \kappa} \right] \right\}. \quad (25)$$

Наибольший сдвиг наблюдается для моды φ_n , удовлетворяющей условию $2k_z^{(n)} = \kappa$,

$$\Delta\omega_n = \frac{(-1)^{n+1} \gamma\mu \sin \delta}{2(d + |k|/k_0^{(n)2})} \left[d + \frac{|k|(3k_z^{(n)2} + k^2)}{k_0^{(n)4}} \right]. \quad (26)$$

Расталкивание дисперсионных кривых пересекающихся мод определяется элементом $G_{np} = \gamma\mu \langle n | \sin(\kappa z + \delta) | p \rangle$ и достигает наибольших значений при $|\kappa| = |k_z^{(n)} \pm k_z^{(p)}|$. Расталкивание первой моды с высшими модами при учете (10) и (21)

$$\delta\omega_{1n} = \frac{\sqrt{2}\gamma\mu R_n}{d} \left[\frac{\sin(k_z^{(n)} - \kappa)d}{k_z^{(n)} - \kappa} + (-1)^{n+1} \frac{\sin(k_z^{(n)} + \kappa)d}{k_z^{(n)} + \kappa} \right], \quad (27)$$

где $R_n = \cos \delta$ для $n = 2, 4, 6, \dots$, $R_n = \sin \delta$ для $n = 3, 5, 7, \dots$

$$\delta\omega_{1n} = \sqrt{2}\gamma\mu R_n \quad (28)$$

происходит при $k_z^{(n)} = \kappa$. Из сравнения (22), (23) с (25), (27) следует, что в структурах, имеющих имплантированный или переходной слой на поверхности пленки, наибольший сдвиг $\Delta\omega_n$ и расталкивание $\delta\omega_{1n}$ наблюдаются для первых, низших мод (рис. 1,2). Использование сверхрешеток позволяет достичь больших значений $\Delta\omega_n$ и $\delta\omega_{1n}$ для мод с гораздо бóльшими n .

Межмодовые переходы

Допустим, что на пленку с не зависящими от x и t параметрами γ , α , M_0 , H_A действует малое возмущение \bar{h} : $H(z, x, t) = H_0 + \bar{h}(z) \cos(qx + \omega_n t)$ ($\bar{h}/H_0 \ll 1$). Тогда волновое уравнение (5) можно написать в виде:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + (\hat{E} + \hat{V})\varphi = 0, \quad (29)$$

где $\hat{E} = \hat{A}^2 + \Delta^{-1}[\hat{A}^2, \partial^2/\partial z^2] + 4\pi\Delta^{-1}\hat{A}\gamma M_0 \partial^2/\partial x^2$ с оператором \hat{A} , включающим независимые от x , t магнитные параметры. $\hat{V} = -2\pi\Delta^{-1}\partial/\partial x(\hat{B}_-\gamma\bar{h}\hat{B}_+^{-1} + \hat{B}_+\gamma\bar{h}\hat{B}_-^{-1})\gamma M_0 \partial/\partial x$ получается выделением \bar{h} из \hat{B}_\pm^{-1} в первом порядке.

Возмущение \bar{h} связывает моды φ_n и φ_p с частотами и волновыми векторами, подчиняющимися условиям

$$\begin{aligned} \omega_p &= \omega_n \pm \omega_H, \\ k_p &= k_n \pm q. \end{aligned} \quad (30)$$

Для вывода уравнений связи будем искать решение в виде

$$\Psi = (2\pi)^{-1} [D(t) \exp(ik_n x + i\omega_n t)\varphi_n(z) + F(t) \exp(ik_p x + i\omega_p t)\varphi_p(z)], \quad (31)$$

$D(t)$, $F(t)$ — медленно меняющиеся амплитуды с характерным временем изменения $T \gg \omega_n^{-1}, \omega_p^{-1}$.

Подставляя (31) в (29), учитывая, что составляющие сумму в (31) n - и p -моды являются собственными функциями невозмущенного уравнения (29), и сохраняя члены первого порядка малости по $(D\omega_n)^{-1} \partial D/\partial t$, $(F\omega_p)^{-1} \partial F/\partial t$, получим уравнения связи

$$\begin{aligned} \frac{\partial D(t)}{\partial t} &= \frac{i}{2\omega_n} \langle p, k_p | \hat{V} | n, k_n \rangle^* F(t), \\ \frac{\partial F(t)}{\partial t} &= \frac{i}{2\omega_p} \langle p, k_p | \hat{V} | n, k_n \rangle D(t). \end{aligned} \quad (32)$$

Интегрирование в $\langle p, k_p | \hat{V} | n, k_n \rangle$ с функциями $|j, k_j\rangle = (2L)^{-1} \varphi_j \times \exp(ik_j x + i\omega_j t)$ ($j = n, p$) производится по z на $[-d, d]$ и по x на

$(-L, L)$, $L \rightarrow \infty$. Согласно [18], $N_n = D^2$ и $N_p = F^2$ определяют количество бозе-возбуждений — магновов в состояниях $|n, k_n\rangle$ и $|p, k_p\rangle$. Линеиность (32) и характер возмущения \hat{V} приводят к сохранению количества магновов $N_n + N_p$. Вероятность P_{pn} межмодового перехода (ММП) $|n, k_n\rangle \rightarrow |p, k_p\rangle$ определяется как $N_p / (N_p + N_n)$. При $F(t) \ll D(t)$ за время τ ($\omega_n^{-1}, \omega_p^{-1} \ll \tau < T$)

$$P_{pn} = \left| \frac{1}{2\omega_p} \int_0^\tau \langle p, k_p | \hat{V} | n, k_n \rangle dt \right|^2. \quad (33)$$

Рассмотрим ММП в однородной пленке и в пленке, имеющей малые отклонения магнитных параметров γ , α , M_0 , H_A по толщине от постоянных значений.

а) О д н о р о д н а я п л е н к а . При $(\omega - \Omega)/\Omega \ll 1$ можно пренебречь в \hat{V} $\hat{B}_- \gamma \bar{h} \hat{B}_+^{-1}$ по сравнению с $\hat{B}_+ \gamma \bar{h} \hat{B}_-^{-1}$ и в уравнении (4) \hat{B}_+^{-1} по сравнению с \hat{B}_-^{-1} . Заменяя, согласно (4), $\hat{B}_-^{-1} \gamma M_0 \partial / \partial x | n, k_n \rangle$ на $k_0^{(n)2} | n, k_n \rangle / 2\pi k_n$, приходим к выражению

$$P_{pn} = \frac{k_p^2 k_0^{(n)4}}{16\omega_p^2 k_0^{(p)4} k_n^2} \times$$

$$\times \left| \int_0^\tau \langle p, k_p | (\omega_p + \Omega + \gamma\alpha M_0 k_0^{(p)2}) \gamma \bar{h}(z) \cos(qx + \omega_H t) | n, k_n \rangle dt \right|^2 \quad (34)$$

Вероятность ММП в единицу времени получается из (34) после интегрирования по t и x и дифференцирования по τ

$$W_{pn} = \frac{\partial P_{pn}}{\partial \tau} = \frac{\pi k_p^2 | \langle p | (\omega_p + \Omega + \gamma\alpha M_0 k_0^{(p)2}) \gamma \bar{h}(z) k_0^{(n)2} | n \rangle |^2}{8\omega_p^2 k_0^{(p)4} k_n^2} \times \\ \times \delta(\pm\omega_n \mp \omega_p + \omega_H) \Big|_{k_p = k_n + q}, \quad (35)$$

где $\langle p | f(z) | n \rangle = \int_{-d}^d \varphi_p^*(z) f(z) \varphi_n(z) dz$ с φ_p, φ_n (7).

Из (9) и (30) выводится соотношение, связывающее q с n и p . При $(\omega - \Omega)/\Omega \ll 1$ возможно использование формул (10), которые при $\omega_H = 0$ приводят к

$$q = k_z^{(p)} \left[\alpha \left(k_z^{(n)2} - k_z^{(p)2} \right) / 2\pi \right]^{1/2} \quad (36)$$

Максимальное значение q_{\max} при фиксированном n достигается при $k_z^{(p)} = k_z^{(n)} / \sqrt{2}$ и равно $k_z^{(n)2} (\alpha / 8\pi)^{1/2}$. При этом

$$(n - 1)^2 = 2(p - 1)^2. \quad (37)$$

Процессы релаксации в (32)–(35) можно учесть феноменологически с помощью аналитического продолжения P_{pn}, W_{pn} на комплексные значения ω . Применение формул Сохоцкого $1/(\omega \mp i0) = \pm i\pi\delta(\omega) + \mathcal{P}1/\omega$ [5] и учет того, что время релаксации n - и p -мод равно $2\pi/\Delta\omega$ и $\Delta\omega \ll \omega_{p,n}$, приводит к замене $\delta(\pm\omega_n \mp \omega_p + \omega_H) \rightarrow 1/\pi\Delta\omega$ в (35).

б) Неоднородная пленка. Рассмотрим влияние гибридизации спектра на вероятность ММП в неоднородных пленках при малых отклонениях γ, α, M_0, H_A от постоянных значений. Вблизи точки пересечения дисперсионных кривых мод $|1, k_n\rangle$ и $|n, k_n\rangle$

$$k_n = \frac{\alpha\gamma M_0 k_z^{(n)2}}{v_{rp}^{(1)}} = \frac{\pi^2 \alpha (n-1)^2}{4d(2\pi d^2 + \alpha)} \ll \frac{\pi}{d} \quad (38)$$

происходит расталкивание спектра и образование гибридного состояния $a|1, k_n\rangle + b|n, k_n\rangle$ ($a^2 + b^2 = 1$). Вывод формулы для вероятности ММП $W_{p(1,n)} a|1, k_n\rangle + b|n, k_n\rangle \rightarrow |p, k_p\rangle$ аналогичен выводу (35). При этом в (35) необходимо сделать замену $k_0^{(n)2}|n\rangle$ на $(ak_0^{(1)2}|1\rangle + bk_0^{(n)2}|n\rangle)$ и постоянные значения $\Omega, \gamma, \alpha, M_0$ заменить на функции $\Omega(z), \gamma(z), \alpha(z), M_0(z)$. Из (35) видно, что наличие в числителе $k_0^{(n)4}$ при учете соотношения $k_0^{(1)} \ll k_0^{(n)}$, следующего из (10) при $k \ll \pi/d$ и $n > 1$, при фиксированных k_n, p, k_p должно приводить к резкому увеличению вероятности перехода $a|1, k_n\rangle + b|n, k_n\rangle \rightarrow |p, k_p\rangle$ при гибридизации спектра по сравнению с вероятностью ММП $|1, k_n\rangle \rightarrow |p, k_p\rangle$.

Для более детального исследования влияния гибридизации спектра на ММП рассмотрим частный случай $\omega_H = 0, \hbar(z) = h \exp[-q(z+d)], a^2 = b^2 = 0.5$ при существовании процессов релаксации и выполнении условий (37) ($q = q_{\max}$) и $(\omega - \Omega(z))/\Omega(z) \ll 1$ (рис. 3). В первом порядке по выбранным приближениям вероятность ММП за время релаксации $\tau_R = 2\pi/\Delta\omega$ ($\Delta\omega = \gamma\Delta H$) получается из (35) умножением на τ_R и заменами $k_0^{(n)2}|n\rangle$ на $(ak_0^{(1)2}|1\rangle + bk_0^{(n)2}|n\rangle)$ и δ -функции на $1/\pi\Delta\omega$. Пренебрегая членами более высокого порядка малости, при учете (38) и $k_p = q_{\max}$ получим

$$P_{p(1,n)} = \tau_R b^2 W_{pn} = \frac{\pi^2 h^2 \rho_{pn}^2}{\alpha \Delta H^2}, \quad (39)$$

где

$$\rho_{pn} = \sum_{+,-} \frac{q [1 + (-1)^{n+p+1} \exp(-2qd)]}{2\sqrt{(1 + \delta_{1n})(1 + \delta_{1p})} \left[q^2 + \left(k_z^{(p)} \pm k_z^{(n)} \right)^2 \right]}.$$

Из (39) следует, что ММП могут происходить под действием достаточно малых периодических магнитных полей. Значение $P_{p(1,n)} = 0.5$ для перехода $(|1, k_{60}\rangle + |60, k_{60}\rangle)/\sqrt{2} \rightarrow |43, k_p\rangle$ для неоднородной пленки YIG толщиной $2d = 10$ мкм со средними значениями по толщине $4\pi M_0 = 1750$ Э, $H_A = 0, \gamma = 2\pi \cdot 2.83$ МГц/Э, $\alpha = 4\pi \cdot 3.2 \cdot 10^{-12}$ см²,

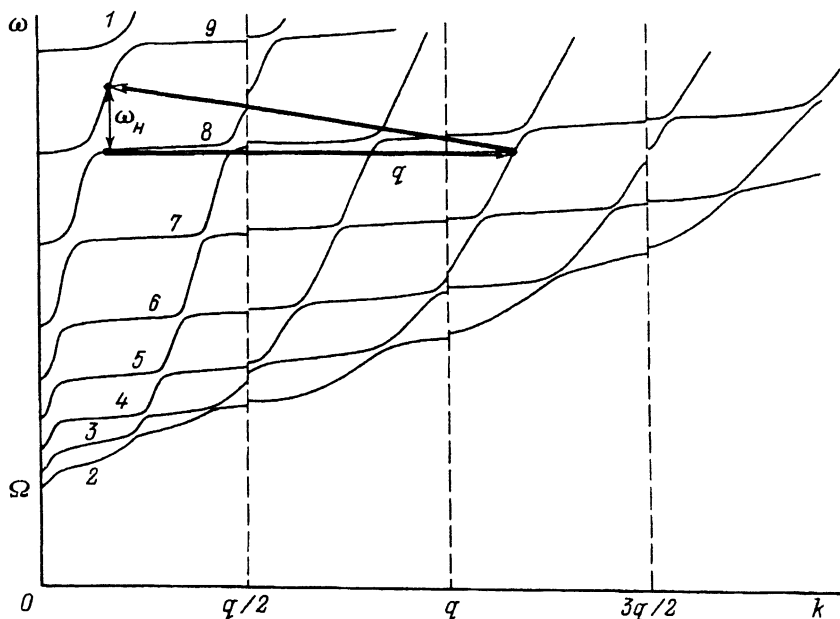


Рис. 3. Прямой межмодовый переход, происходящий с гибридного состояния $a|1, k_n\rangle + b|n, k_n\rangle$ ($\omega_H = 0$) и обратный переход на первую моду при действии периодического магнитного поля с периодом λ .

Расщепление дисперсионных кривых при $k_l = ql/2$, где $q = 2\pi/\lambda$ и $l = 1, 2, \dots$, является следствием брэгговского рассеяния $|n, k_l\rangle \leftrightarrow |n, -k_l\rangle$ при $\omega_{kl} = \omega_{-kl}$. $\Omega = \min \Omega(z)$ — начало спектра ДОВБ, цифры — значения n .

$\Delta H = 0.5 \text{ Э}$ достигается при $h = 9.4 \cdot 10^{-2} \text{ Э}$. Период $\bar{h}(z) \cos qx$ равен $\lambda = 2\pi/q_{\max} = 1.45 \text{ мкм}$. Область пересечения дисперсионных кривых мод $|1, k_{60}\rangle$ и $|60, k_{60}\rangle$ находится при $k_{60} = 440 \text{ см}^{-1}$ и отстоит от начала спектра Ω на 545 МГц . Вероятность перехода $(|1, k_{60}\rangle + |60, k_{60}\rangle)/\sqrt{2} \rightarrow |43, k_p\rangle$ больше вероятности перехода $(|1, k_{60}\rangle \rightarrow |43, k_p\rangle)$ в $288\pi^2 b^2 d^4 / \alpha^2 = 5.5 \cdot 10^{10}$ раз.

Вероятность обратного перехода $|p, k_p\rangle \rightarrow a|1, k_n\rangle + b|n, k_n\rangle$ также в значительной степени зависит от гибридизации спектра. Наибольшее значение она достигает, если мода $|1, k_n\rangle$ не имеет примеси высшей моды ($b = 0$). Для перехода, осуществляющегося в промежуток между областями пересечения первой моды с модами $|n, k_n\rangle$ и $|n+1, k_{n+1}\rangle$ (рис. 3, $\omega_H = \gamma \alpha M_0 (k_z^{(n+1)^2} - k_z^{(n)^2})/2$), в первом приближении, если пренебречь при этих условиях незначительным вкладом высших мод, $P_{1p} = 2P_{p(1,n)} \rho_{1p}^2 / \rho_{pn}^2$, где $P_{p(1,n)}$ определяется (39). Это переход происходит при осциллирующем с частотой ω_H периодическом магнитном поле. Для приведенных выше значений для $n = 60$ $\omega_H = 9.3 \text{ МГц}$. Анализ формул (3), (33) и (35) показывает, что различие в вероятностях прямых и обратных переходов при гибридизации спектра связано с тем, что в месте пересечения дисперсионных кривых высшей и первой мод высшая мода имеет значительно большее изменение $m_{\pm}(t)$ при фиксированном потенциале φ , что приводит к пропорциональному увеличению $\langle p, k_p | \hat{V} | n, k_n \rangle$ в (33) и росту вероятности ММП.

Прямые и обратные ММП могут быть индуцированы существующей в пленке ВТСП решеткой магнитных вихрей. Сочетание прямых и обратных ММП, происходящих в структуре пленка YIG-пленка ВТСП, позволяет переводить $a|l, k_n\rangle + b|n, k_n\rangle$ с большой групповой скоростью в ДОВ $|p, k_p\rangle$ с малой групповой скоростью и обратно, пропуская через пленку ВТСП переменный ток с различными частотами ω_H , что позволяет создавать управляемую линию задержки.

В заключение следует отметить, что ММП можно рассматривать как неупругое рассеяние магнонов на периодическом магнитном поле. Поперечные неоднородности ферромагнитной пленки и магнитного поля при этом важны, так как они соответственно создают гибридное состояние и "забирают" разность поперечных импульсов $\hbar(k_z^{(n)} - k_z^{(p)})$ при рассеянии. Это отличает ММП от брэгговского рассеяния, для которого поперечная неоднородность пленки и поля несущественна.

Список литературы

- [1] Агиезер А.И., Барьяттар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.
- [2] Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 592 с.
- [3] Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 464 с.
- [4] Kalinikos B.A., Slavin A.N. // J. Phys. C. 1986. Vol. 19. N 35. P. 7013-7033.
- [5] Владимиров В.С. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1971. 512 с.
- [6] Справочник по специальным функциям / Под ред. М. Абрамовица, И. Стиган. М.: Наука, 1979. 832 с.
- [7] Давыдов А.С. Квантовая механика. М.: Наука, 1973. 704 с.
- [8] Луцев Л.В. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 3. С. 80-87.
- [9] Луцев Л.В., Яковлев Ю.М. // ФТТ. 1988. Т. 30. Вып. 6. С. 1675-1682.
- [10] Луцев Л.В., Березин И.Л., Яковлев Ю.М. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1989. № 5(419). С. 5-8.
- [11] Яковлев Ю.М., Ржигина Е.Г. и др. // ФТТ. 1988. Т. 30. Вып. 2. С. 622-624.
- [12] Беспятых Ю.И., Вашковский А.В., Зубков В.И., Пфайффер Х. // ФТТ. 1977. Т. 19. Вып. 6. С. 1743-1747.
- [13] Grünberg P., Mika K. // Phys. Rev. B. 1983. Vol. 27. N 5. P. 2955-2963.
- [14] Emtage P.R., Daniel M.R. // Phys. Rev. B. 1984. Vol. 29. N 1. P. 212-220.
- [15] He Huahui, Li Shaoping, Zhou Shichang. // IEEE Trans. Magn. 1987. Vol. MAG-23. N 5. Pt II. P. 3349-3351.
- [16] Vayhinger K., Kronmüller H. // J. Magn. and Magnetic Mater. 1986. Vol. 62. N 2-3. P. 159-168.
- [17] Луцев Л.В., Шербакова В.О., Федорова Г.Я. // ФТТ. 1993. Т. 35. Вып. 8. С. 2208-2224.
- [18] Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1992. 456 с.