

05,06

Влияние параметра закрепления поверхностных спинов ферритовой пленки на дисперсионные характеристики слоистых структур феррит–сегнетоэлектрик

© Н.Ю. Григорьева, Р.А. Султанов, Б.А. Калиникос

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: natalygr69@gmail.com

(Поступила в Редакцию 21 сентября 2010 г.

В окончательной редакции 12 ноября 2010 г.)

Построена теория, строго описывающая спектр гибридных электромагнитно-спиновых волн на произвольно намагниченной экранированной слоистой структуре, состоящей из ферромагнитного, сегнетоэлектрического и нескольких диэлектрических слоев, с учетом произвольного закрепления спинов на поверхности ферромагнитной пленки. Теоретически исследована зависимость дисперсионных характеристик слоистой структуры от параметра закрепления поверхностных спинов и от диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрического слоя.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований. Министерства образования и науки РФ и Немецкого научного общества (DFG).

1. Введение

Исследование гибридных электромагнитно-спиновых волн, распространяющихся в слоистых структурах феррит–сегнетоэлектрик, начатое в работах [1–3], является весьма перспективным в связи с возможностью построения на основе таких структур сверхвысокочастотных устройств микро- и наноэлектроники, перестраиваемых с помощью как магнитного, так и электрического полей смещения. В настоящее время исследование волновых процессов в слоистых структурах феррит–сегнетоэлектрик является весьма актуальным в связи со значительным прогрессом, достигнутым в технологии выращивания высококачественных сегнетоэлектрических пленок на поверхности поликристаллических [4] и монокристаллических [5,6] ферритов. Отметим, что современные сегнетоэлектрические пленки характеризуются большой диэлектрической проницаемостью, которая может изменяться в широких пределах при приложении внешнего электрического поля, и малым значением тангенса угла диэлектрических потерь на сверхвысоких частотах (СВЧ), что позволяет строить на их основе экономичные и высокоэффективные СВЧ-приборы. В работах [7,9] наглядно продемонстрирована возможность практической реализации спин-волновых устройств, рабочие характеристики которых эффективно управляются электрическим полем.

Следует отметить, что при создании слоистых феррит-сегнетоэлектрических структур в едином технологическом цикле на поверхности ферромагнетика могут возникать связанные состояния, что может приводить к частичному или практически полному закреплению спинов на поверхности ферромагнитной пленки [10].

Ситуация с неопределенностью величины закрепления поверхностных спинов может также осложняться в случае напыления управляющего металлического электрода на поверхность ферромагнитной пленки [6].

Как было показано в работе [11], спектр спиновых волн в значительной степени зависит от величины закрепления спинов на поверхности ферромагнитной пленки. Естественно предположить, что изменение параметра закрепления поверхностных спинов будет значительно влиять и на спектр гибридных электромагнитно-спиновых волн в слоистых структурах феррит–сегнетоэлектрик. Ранее теоретическое исследование взаимодействия волн намагниченности с электромагнитными волнами в слоистых структурах, содержащих ферромагнитный и сегнетоэлектрический слой, проводилось в работах [1,3]. Однако учет произвольной степени закрепления поверхностных спинов произведен не был.

Целью настоящей работы является построение строгой теории, описывающей распространение дипольно-обменных электромагнитно-спиновых волн в произвольно намагниченной слоистой структуре металл–диэлектрик–сегнетоэлектрик–феррит–диэлектрик–диэлектрик–металл (МДСФДМ) при произвольном закреплении спинов на поверхностях ферромагнитной пленки. На основе построенной теории осуществляется анализ влияния параметра закрепления поверхностных спинов на дисперсионные характеристики дипольно-обменных электромагнитно-спиновых волн в слоистых структурах металл–сегнетоэлектрик–феррит–диэлектрик–диэлектрик (МСФДД) и диэлектрик–сегнетоэлектрик–феррит–диэлектрик–диэлектрик (ДСФДД), а также проводится исследование управляемости дисперсионных характеристик электромагнитно-спиновых

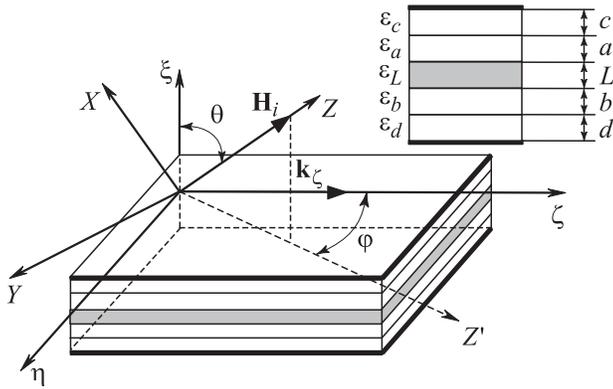


Рис. 1. Геометрия слоистой структуры металл–диэлектрик–сегнетоэлектрик–ферромагнетик–диэлектрик–металл. На вставке показано поперечное сечение слоистой структуры.

волн в рассматриваемых слоистых структурах при изменении диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика. В рамках настоящей работы выведены точные и приближенные дисперсионные уравнения для дипольно-обменных электромагнитно-спиновых волн в произвольно намагниченной слоистой структуре МДСФДМ с учетом однородного и симметричного закрепления поверхностных спинов, а также показано, что управляемость дисперсионных характеристик дипольно-обменных электромагнитно-спиновых волн в значительной мере зависит от состояния спинов на поверхности ферромагнитной пленки (обменных граничных условий) и монотонно изменяется с изменением степени закрепления поверхностных спинов.

2. Модель и основные уравнения

Рассмотрим неограниченную в плоскости $\eta\theta\xi$ плоскопараллельную слоистую структуру, состоящую из ферромагнитного слоя толщиной L с диэлектрической проницаемостью ϵ_L и намагниченностью насыщения M_0 , выращенного на диэлектрической подложке толщиной b с диэлектрической проницаемостью ϵ_b , сегнетоэлектрической пленки толщиной a с диэлектрической проницаемостью ϵ_a и идеально проводящих металлических экранов, отделенных от остальных слоев диэлектрическими прослойками (рис. 1). Ферромагнитная пленка намагничена до насыщения однородным магнитным полем \mathbf{H}_i произвольного, но заданного направления. Толщина верхнего диэлектрического слоя — c , диэлектрическая проницаемость — ϵ_c . Снизу подложка отделена от металлического экрана диэлектрическим слоем с толщиной d и с диэлектрической проницаемостью ϵ_d . Начало систем координат помещено в центр ферромагнитной пленки. Для удобства анализа вводятся две координатные системы: первая, $\xi\eta\zeta$, ось ζ которой всегда определяет направление распространения спиновой

волны; вторая XYZ , ось Z которой совпадает с направлением внутреннего постоянного магнитного поля \mathbf{H}_i . Взаимное расположение систем координат определяется ортогональными преобразованиями поворота и задается углами φ и θ .

Построение теории собственных колебаний и волн в рассматриваемой слоистой структуре проводится путем совместного интегрирования уравнения движения намагниченности и полной системы уравнений Максвелла с учетом соответствующих электродинамических и обменных граничных условий на поверхностях раздела слоев. Для получения дисперсионных характеристик дипольно-обменных электромагнитно-спиновых волн, распространяющихся в слоистой структуре, применяется метод тензорных функций Грина и аналитический аппарат теории спин-волновых мод [11]. В рамках данного метода связь Фурье-амплитуд переменного дипольного магнитного поля с Фурье-амплитудами переменной намагниченности находится из системы уравнений Максвелла в интегральной форме

$$\mathbf{h}_d(\xi, k_\xi) = \int_{-L/2}^{L/2} \hat{\mathbf{G}}_{\alpha\beta}(\xi, \xi'; k_\xi) \mathbf{m}(\xi', k_\xi) d\xi', \quad (1)$$

где $\hat{\mathbf{G}}_{\alpha\beta}(\xi, \xi'; k_\xi)$ — тензорная функция Грина полной системы уравнений Максвелла, полученная с учетом электродинамических граничных условий для всех слоев структуры, $\mathbf{h}_d(\xi, k_\xi)$ и $\mathbf{m}(\xi, k_\xi)$ — соответственно векторные Фурье-амплитуды переменного дипольного поля и динамической намагниченности, k_ξ — волновое число гибридной электромагнитно-спиновой волны $\exp[i(\omega t - k_\xi \xi)]$, индексы $\alpha, \beta = \xi, \eta, \zeta$.

Используемая в настоящей работе тензорная функция Грина $\hat{\mathbf{G}}_{\alpha\beta}(\xi, \xi'; k_\xi)$ для полной системы уравнений Максвелла в слоистой структуре МДСФДМ была получена в работе [12] и использовалась в названной работе при решении линеаризованного уравнения движения намагниченности Ландау–Лифшица. Однако в указанной работе были рассмотрены только предельные случаи обменных граничных условий — случаи полностью закрепленных и свободных поверхностных спинов. Иными словами, в [12] использовались обменные граничные условия Киттеля и Аменты–Радо (см., например, [13]). В настоящей работе граничная задача для переменной намагниченности решалась при смешанном (произвольном) типе обменных граничных условий (обменные граничные условия Радо–Уиртмена), т.е. учитывался произвольный характер закрепления спинов на поверхности ферромагнитной пленки [14]

$$\frac{\partial \mathbf{m}(\xi, k_\xi)}{\partial \mathbf{n}} + \eta_{1,2}^p \mathbf{m}(\xi, k_\xi) \Big|_s = 0, \quad (2)$$

где \mathbf{n} — нормаль к поверхности пленки, индекс $p = x, y$, $\eta_{1,2}^x = \eta_{1,2} \cos(2\theta)$, $\eta_{1,2}^y = \eta_{1,2} \cos^2(\theta)$, а $\eta_{1,2}$ — так называемые параметры закрепления поверхностных спинов

на верхней (η_1) и нижней (η_2) поверхностях ферромагнитной пленки.

В этом случае решение линейного интегродифференциального уравнения можно искать в виде разложения векторной Фурье-амплитуды переменной намагниченности $\mathbf{m}(\xi, k_\xi)$ в ряд по собственным функциям дифференциально-матричного оператора [11]

$$\mathbf{m}(\xi, k_\xi) = M_0 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_p m_n^p(k_\xi) \mathbf{S}_n^p(\xi), \quad (3)$$

где векторные функции $\mathbf{S}_n^p(\xi)$ называются спин-волновыми модами, а безразмерные коэффициенты $m_n^p(k_\xi)$ — амплитудами спин-волновых мод, индекс $p = x, y$. Удовлетворяющие смешанным обменным граничным условиям спин-волновые моды имеют вид

$$\mathbf{S}_n^x = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \Phi_n^x(\xi), \quad \mathbf{S}_n^y = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \Phi_n^y(\xi). \quad (4)$$

где функции $\Phi_n^p(\xi)$ находятся как

$$\Phi_n^p(\xi) = A_n^p \left[\cos\left(k_n^p \left(\xi + \frac{L}{2}\right)\right) + \frac{\eta_2^p}{k_n^p} \sin\left(k_n^p \left(\xi + \frac{L}{2}\right)\right) \right], \quad (5)$$

$$n = 0, 1, 2, \dots$$

Здесь A_n^p — амплитуды, полученные в работе [11], k_n^p — поперечные волновые числа спин-волновых мод, которые находятся из решения трансцендентного уравнения вида

$$[(k_n^p)^2 - \eta_1^p \eta_2^p] \operatorname{tg}(k_n^p L) = k_n^p (\eta_1^p + \eta_2^p). \quad (6)$$

Подставив разложение переменной намагниченности по спин-волновым модам (3) в линеаризованное интегродифференциальное уравнение Ландау–Лифшица, получим бесконечную систему линейных алгебраических уравнений относительно амплитуд спин-волновых мод, которая в компактной матричной форме может быть записана следующим образом:

$$\hat{\mathbf{D}}_{mm} \mathbf{m}_n + \sum_{n' \neq n} \hat{\mathbf{R}}_{mn'} \mathbf{m}_{n'} = 0, \quad (7)$$

$$\hat{\mathbf{D}}_{nn} = \begin{pmatrix} F_n^x - G_{nn}^{xx} & -G_{nn}^{xy} - i \frac{\omega}{\omega_M} T_{nn}^{xy} \\ -G_{nn}^{yx} + i \frac{\omega}{\omega_M} T_{nn}^{yx} & F_n^y - G_{nn}^{yy} \end{pmatrix},$$

$$\hat{\mathbf{R}}_{mn'} = \begin{pmatrix} -G_{mn'}^{xx} & -G_{mn'}^{xy} - i \frac{\omega}{\omega_M} T_{mn'}^{xy} \\ -G_{mn'}^{yx} + i \frac{\omega}{\omega_M} T_{mn'}^{yx} & -G_{mn'}^{yy} \end{pmatrix}. \quad (8)$$

В случае однородного ($\eta_{1,2}^x = \eta_{1,2}^y = \eta_{1,2}$) и симметричного ($\eta_1 = \eta_2 = \eta$) закрепления поверхностных спинов $\Phi_n^x(\xi) = \Phi_n^y(\xi) = \Phi_n(\xi)$, $T_{nn}^{xy} = T_{nn}^{yx} = 1$, $T_{mn'}^{xy} = T_{mn'}^{yx} = 0$, $F_n^x = F_n^y = F_n = \frac{\omega_M}{\omega} + \alpha(k_\xi)^2 + \alpha(k_n)^2$, где α — константа неоднородного обменного взаимодействия, а матричные элементы функции Грина приобретают следующий

вид:

$$G_{nn'}^{\alpha\beta} = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} \Phi_n(\xi) \int_{-L/2}^{L/2} G_{\alpha\beta}(\xi, \xi', k_\xi) \Phi_{n'}(\xi') d\xi' d\xi. \quad (9)$$

Здесь индексы $\alpha, \beta = x, y, n, n' = 1, 2, 3, \dots$

Условие равенства нулю определителя системы (7) дает точное дисперсионное уравнение для гибридных дипольно-обменных электромагнитно-спиновых волн, учитывающее произвольное закрепление поверхностных спинов. В рамках теории спин-волновых мод может быть получено также и приближенное дисперсионное уравнение. В диагональном приближении $n = n'$ для намагниченной в произвольном направлении слоистой структуры дисперсионное соотношение принимает вид

$$\left(G_{nn}^{xy} - i \frac{\omega_n(k_\xi)}{\omega_M} \right) \left(G_{nn}^{yx} + i \frac{\omega_n(k_\xi)}{\omega_M} \right) = (F_n + G_{nn}^{xx})(F_n + G_{nn}^{yy}). \quad (10)$$

где n соответствует номеру собственной волны. Отметим, что в настоящей работе интегралы (9), входящие в матричные элементы функции Грина G_{nn}^{xy} , G_{nn}^{yx} , G_{nn}^{yy} , были получены в аналитической форме для произвольного параметра закрепления поверхностных спинов. Они приведены в Приложении.

Диагональное приближение (10) или, другими словами, нулевой порядок теории возмущений предполагает отсутствие учета диполь-дипольного взаимодействия между дисперсионными ветвями спин-волновых мод [11]. Однако, как было показано в работах [3,11], в достаточно толстых ($L > 10 \mu\text{m}$) и в достаточно тонких ($L < 0.5 \mu\text{m}$) ферромагнитных пленках влияние высших мод спектра на основную спин-волновую моду достаточно мало. Поэтому для расчета спектра спиновых волн вполне достаточно использовать дисперсионное уравнение, выведенное в диагональном приближении.

Как видно из (10), при учете электромагнитного запаздывания диагональное приближение не приводит к возможности записи дисперсионного уравнения $\omega(k_\xi)$ в явном виде, как это получается в случае медленных (магнитостатических) волн. Дисперсионное уравнение (10) является трансцендентным. Однако оно позволяет существенно сократить объем вычислений без значительного снижения точности результата.

3. Влияние степени закрепления поверхностных спинов на спектр электромагнитно-спиновых волн

Построенная теория распространения дипольно-обменных электромагнитно-спиновых волн позволяет производить анализ волновых процессов не только в структурах МДСФДДМ, но и в слоистых структурах, в которых внешние поверхности свободны от металла,

т.е. контактируют с неограниченным диэлектрическим пространством. Далее рассмотрена структура, в которой ферромагнитная пленка имеет параметры $L = 20 \mu\text{m}$, $\varepsilon_L = 14$, $4\pi M_0 = 1750 \text{ G}$, $\alpha = 3.1 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2}$, диэлектрическая подложка — $b = 300 \mu\text{m}$, $\varepsilon_b = 14$, а сегнетоэлектрическая пластина, размещенная с другой стороны ферромагнитной пленки, — $a = 300 \mu\text{m}$, $\varepsilon_a = 1630$. Эти значения типичны для пленки железиттриевого граната, подложки из гадолиний-галлиевого граната и керамической пластины титаната бария-стронция. Слои c и d (рис. 1) являются воздушными зазорами ($\varepsilon_c = \varepsilon_d = 1$). Толщина воздушного зазора d принята равной бесконечности, а воздушный зазор c может меняться в пределах от нуля (структура МСФДД) до бесконечности (структура ДСФДД). Выбор этих двух предельных случаев непосредственно связан с возможностью построения одномерных магнитных кристаллов с управляемой полосой пропускания на основе периодического чередования областей с рассматриваемыми дисперсионными характеристиками (см. далее).

На рис. 2 представлены характерные спектры гибридных электромагнитно-спиновых волн структур МСФДД (рис. 2, *a*) и ДСФДД (рис. 2, *b*), помещенных в постоянное магнитное поле $H_i = 3500 \text{ Oe}$, направленное перпендикулярно поверхности структуры. Значение напряженности магнитного поля было выбрано таким, чтобы обеспечить гибридизацию спиновых волн только с одной поперечной электрической (TE) модой электромагнитных волн. Тонкими штриховыми линиями на рисунке обозначены не взаимодействующие спин-волновые моды (FVSW) и электромагнитные TE и TM (поперечная магнитная) моды. Заметим, что в данном случае при построении результирующего спектра $\omega_n(k_\xi)$ учитывалась только основная мода спин-волнового спектра, поскольку расчеты показали, что при рассматриваемой толщине ферромагнитной пленки и в рассматриваемом диапазоне волновых чисел влияние высших спин-волновых мод несущественно. Как следует из спектра, показанного на рис. 2, *a*, при наличии металлического экрана в области взаимодействия кроме TE-моды попадает еще и TM-мода, однако взаимодействие спиновых волн с TM-модой в данном случае пренебрежимо мало.

В ходе исследования влияния степени закрепления поверхностных спинов на спектре гибридных электромагнитно-спиновых волн были рассмотрены три основных направления намагничивания структуры: перпендикулярное ($\theta = 0$), касательное вдоль направления распространения волны ($\theta = \pi/2$, $\varphi = 0$) и касательное поперек распространения спиновой волны ($\theta = \pi/2$, $\varphi = \pm\pi/2$) для двух типов структур — МСФДД и ДСФДД. Расчеты показали, что зависимости $\omega_n(k_\xi)$ для структур МСФДД и ДСФДД носят аналогичный характер, поэтому здесь мы приведем спектры только для одной из структур.

На рис. 3 представлены спектры электромагнитно-спиновых волн в структуре ДСФДД для трех основных направлений намагничивания структуры и при трех значениях относительного параметра закрепления

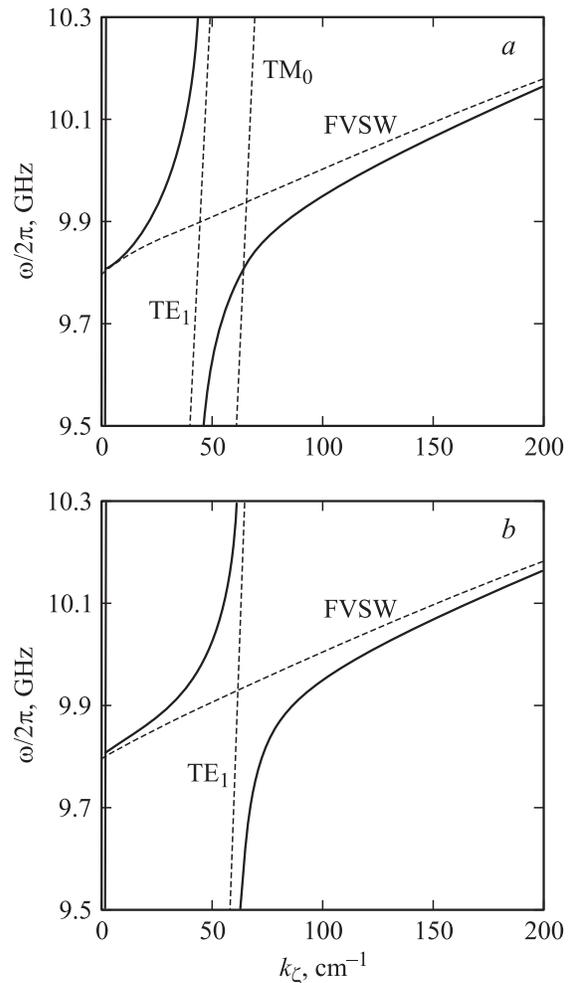


Рис. 2. Спектры гибридных электромагнитно-спиновых волн в перпендикулярно намагниченных слоистых структурах. *a* — структура МСФДД, *b* — структура ДСФДД. Тонкими штриховыми линиями обозначены дисперсионные ветви не взаимодействующих электромагнитных мод TE₁ и TM₀ и основной спин-волновой моды прямых объемных спиновых волн (FVSW). При расчете принято $\eta L = 15$, $H_i = 3500 \text{ Oe}$, $\varepsilon_a = 1630$.

поверхностных спинов ($\eta L = 0; 15; \infty$). Как видно из представленных спектров, изменение степени закрепления поверхностных спинов слабо влияет на дисперсионные характеристики в длинноволновой области ($k_\xi < 50 \text{ cm}^{-1}$), где спектр определяется в основном быстрыми электромагнитными модами. В области $k_\xi > 50 \text{ cm}^{-1}$ дисперсионные характеристики определяются медленными спин-волновыми модами и влияние поверхностной анизотропии значительно возрастает.

В дальнейшем анализ влияния степени закрепления поверхностных спинов на спектр гибридных электромагнитно-спиновых волн будет производиться на основе слоистых структур МСФДД и ДСФДД, намагниченных вдоль распространения волны постоянным магнитным полем напряженностью $H_i = 2700 \text{ Oe}$. Вы-

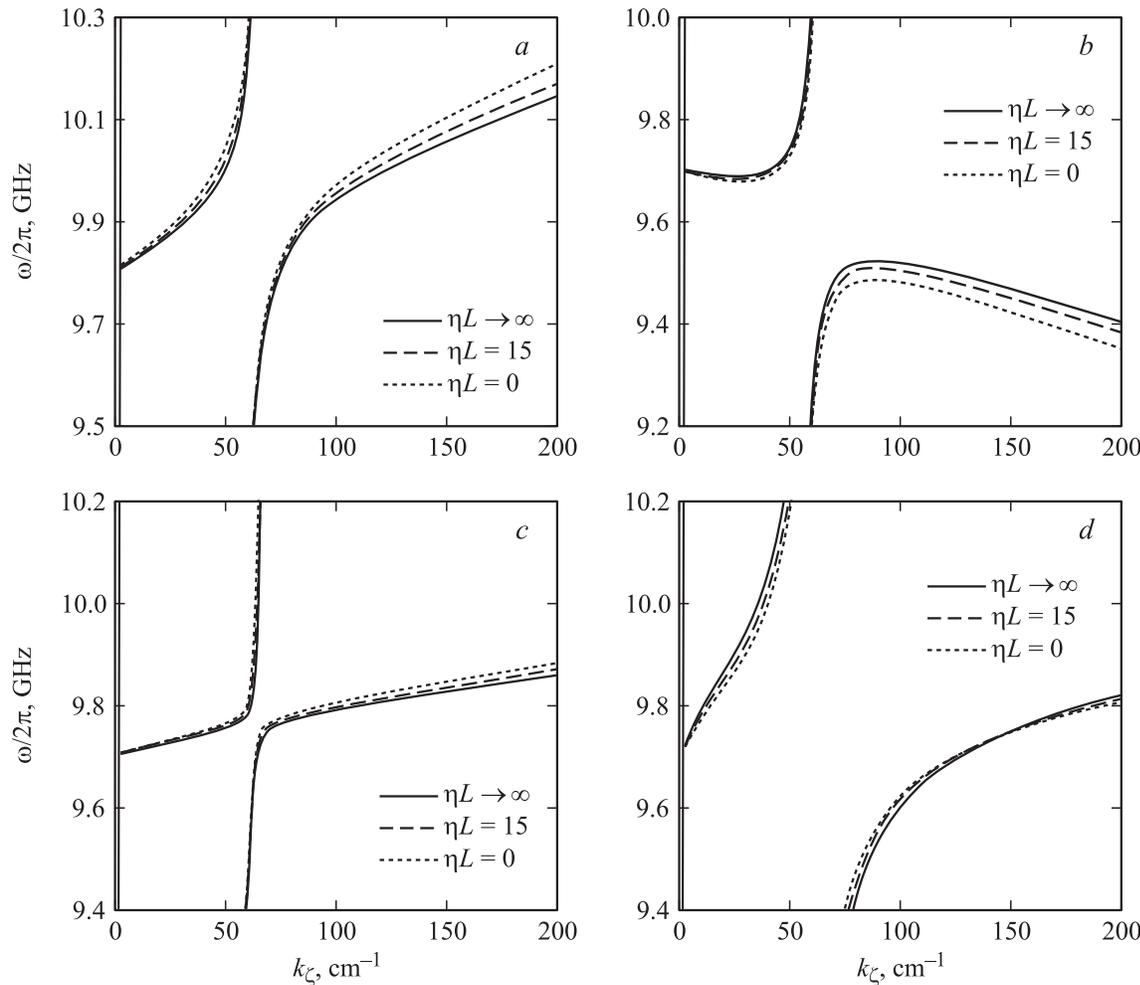


Рис. 3. Спектры гибридных электромагнитно-спиновых волн, распространяющихся в слоистой структуре ДСФДД, при различных направлениях поля намагничивания для относительного параметра закрепления поверхностных спинов $\eta L = 0$, 15 и $\eta L \rightarrow \infty$. *a* — перпендикулярно намагниченная структура: $\theta = 0$, $H_i = 3500$ Oe; *b* — касательно намагниченная структура, намагниченная вдоль направления распространения волны: $\theta = \pi/2$, $\varphi = 0$, $H_i = 2700$ Oe; *c, d* — касательно намагниченная структура, намагниченная поперек направления распространения волны: $\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/2$, $H_i = 2700$ Oe (*c*) и $\theta = \pi/2$, $\varphi = -\pi/2$, $H_i = 2700$ Oe (*d*).

бор данной геометрии обусловлен тем, что при таком направлении постоянного магнитного поля возможен одномодовый режим распространения гибридной электромагнитно-спиновой волны. При других направлениях внешнего магнитного поля гибридизированные дисперсионные кривые обычно перекрываются в широком диапазоне частот (рис. 3), что приводит к многомодовому режиму распространения электромагнитно-спиновых волн и, следовательно, к паразитной интерференции, которая затрудняет практическое использование эффекта электрического управления в спин-волновых приборах.

Будем характеризовать степень взаимодействия электромагнитной и спиновой ветвей спектра шириной „щели“ по частоте Δf . Зависимость Δf от параметра закрепления поверхностных спинов при различных диэлектрических проницаемостях сегнетоэлектрического

слоя для гибридных электромагнитно-спиновых волн, распространяющихся вдоль направления намагничивания в касательно намагниченных слоистых структурах МСФДД и ДСФДД, представлена на рис. 4. Сплошными линиями на рисунке показаны зависимости $\Delta f(\eta L)$ для структуры ДСФДД, а штриховыми — для структуры МСФДД. Из показанных графиков, в частности, следует, что общий характер зависимости ширины щели от относительного параметра закрепления поверхностных спинов ηL — нелинейный, и что зависимости стремятся к насыщению при больших значениях ηL . Наибольшее значение ширины щели Δf для выбранных значений ϵ_a наблюдается в случае свободного закрепления спинов. Из рис. 4 также следует, что степень гибридизации спектра в структуре с одним металлическим экраном при определенных условиях может быть как больше (при $\epsilon_a = 2500$), так и меньше (при $\epsilon_a = 1300; 1000$),

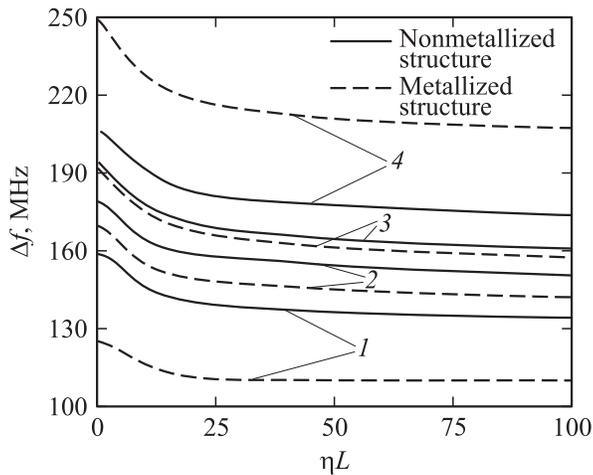


Рис. 4. Зависимость ширины дипольной щели в спектре гибридных электромагнитно-спиновых волн, распространяющихся вдоль направления намагничивания в касательно намагниченных слоистых структурах, от относительного параметра закрепления поверхностных спинов при различных диэлектрических проницаемостях сегнетоэлектрического слоя. $\epsilon_a = 1000$ (1), 1300 (2), 1600 (3), 2500 (4).

чем в структуре с обоими удаленными экранами. При $\epsilon_a \sim 1500$ степень гибридации в обоих случаях оказывается практически одинакова.

4. Электрическое управление дисперсионными характеристиками

Эффект гибридации дисперсионных кривых дипольно-обменных спиновых и электромагнитных волн в слоистых структурах феррит–сегнетоэлектрик может быть положен в основу управления дисперсионными характеристиками электромагнитно-спиновых волн при помощи изменения диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрического слоя.

На рис. 5 приведены спектры электромагнитно-спиновых волн для двух исследуемых слоистых структур при трех значениях диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрической пластины. Для наглядности спектры рассчитаны при частичном закреплении поверхностных спинов $\eta L = 15$. Из представленных спектров следует, что с уменьшением диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика происходит ослабление эффекта гибридации дисперсионных кривых дипольно-обменных спиновых и электромагнитных волн. При этом частотный диапазон, в котором собственные волны отсутствуют, смещается в сторону меньших значений волновых чисел. Это обусловлено тем, что, во-первых, при уменьшении диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика увеличивается скорость распространения электромагнитных волн, что приводит к снижению эффективности взаимодействия электромагнитных и спиновых волн. Во-вторых, частоты отсечки электромагнитных мод смеща-

ются в область больших частот, а следовательно, область гибридации дисперсионных ветвей электромагнитных и спиновых волн смещается в сторону меньших волновых чисел.

Об эффективности электрического управления дисперсионными характеристиками в слоистых структурах МСФДД и ДСФДД, намагниченных вдоль направления распространения гибридной электромагнитно-спиновой волны, можно судить по крутизне зависимости $\Delta f(\epsilon_a)$ при различных значениях параметра закрепления поверхностных спинов. Анализ эффективности электрического управления будем производить при трех значениях параметра закрепления поверхностных спинов: при полностью закрепленных поверхностных спинах ($\eta L \rightarrow \infty$), при свободных поверхностных спинах ($\eta L = 0$) и при

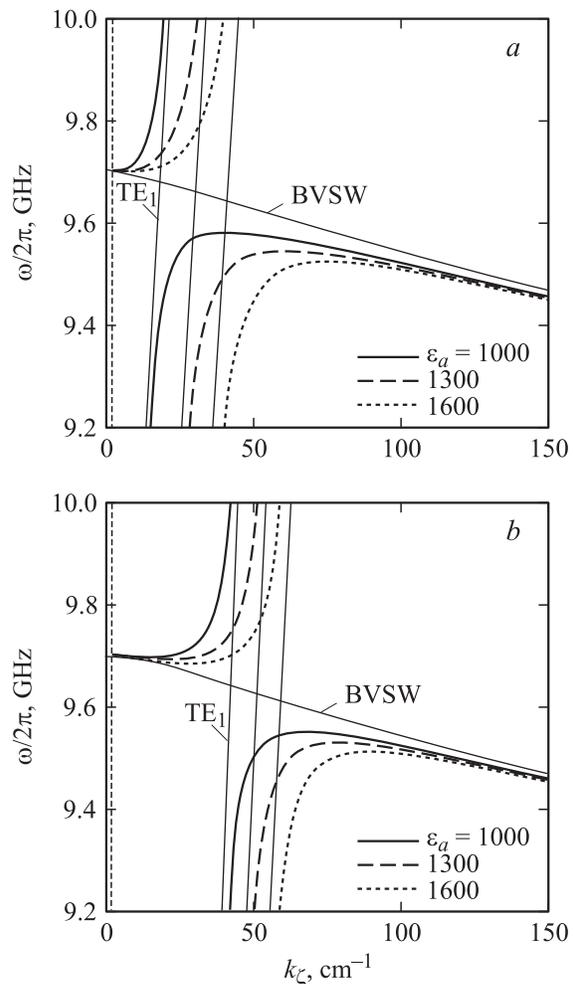


Рис. 5. Спектр гибридных электромагнитно-спиновых волн, распространяющихся вдоль направления намагничивания в касательно намагниченных слоистых структурах, при трех значениях диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрического слоя. *a* — в структуре МСФДД, *b* — в структуре ДСФДД. Тонкими линиями обозначены дисперсионные ветви невзаимодействующих электромагнитной TE_1 -моды и основной спин-волновой моды обратных объемных спиновых волн (BVSW). При расчете принято $\eta L = 15$, $H_i = 2700$ Ое.

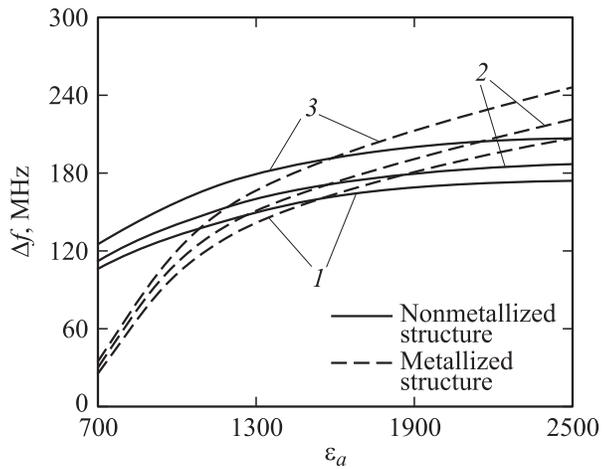


Рис. 6. Зависимость ширины дипольной щели в спектре гибридных электромагнитно-спиновых волн, распространяющихся вдоль направления намагничивания в касательно намагниченных слоистых структурах, от диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрического слоя при различных параметрах закрепления поверхностных спинов. $\eta L \rightarrow \infty$ (1), $\eta L = 15$ (2) и 0 (3).

промежуточном значении параметра закрепления поверхностных спинов ($\eta L = 15$), т.е. при частично закрепленных поверхностных спинах. На рис. 6 представлены две группы кривых, соответствующих двум типам рассматриваемых структур. Сплошные линии соответствуют структуре ДСФДД, а штриховые — структуре МСФДД.

Как видно из представленных графиков, в исследуемом диапазоне изменения ϵ_a эффективность управления дисперсионными характеристиками в слоистой структуре, содержащей металлический экран, выше, чем в неметаллизированной слоистой структуре. Это обусловлено тем, что в слоистой структуре ДСФДД частота отсечки электромагнитной моды TE_1 практически равна нулю и слабо зависит от изменения диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрического слоя. Таким образом, на степень гибридизации дисперсионных кривых спиновой и электромагнитной волн в неметаллизированной структуре влияет только изменение скорости распространения электромагнитной волны TE_1 , в то время как в экранированной структуре дополнительное влияние оказывает изменение частоты отсечки электромагнитной моды.

5. Перспективы создания магнотных кристаллов с электрической перестройкой дисперсионных характеристик

В последние годы получило „второе дыхание“ направление микроэлектроники, связанное с изучением

периодических структур, построенных на основе ферромагнитных пленок, — магнотных кристаллов (см., например, [15–19] и литературу в них). В частности, в работах [18,19] представлены результаты теоретического и экспериментального исследования дисперсионных характеристик планарной периодической магнитной структуры на основе ферромагнитной пленки с решеткой металлизации вблизи ее поверхности, а также изучены нелинейные свойства таких структур. Однако в названных выше работах спектры спиновых волн были рассчитаны в магнитоэлектростатическом приближении, что не позволяет использовать полученные результаты для описания многослойных гетероструктур, содержащих сегнетоэлектрические слои. Вместе с тем для практического применения представляет большой интерес получение магнитных периодических структур — магнотных кристаллов — с электрически перестраиваемыми параметрами (например, с управляемой полосой пропускания). Следует отметить, что при создании таких структур обычно используются пленки наноразмерной толщины, в которых поверхностная анизотропия играет значительную роль. Построенная в настоящей работе теория позволяет точно рассчитать дисперсионные характеристики и оценить электрическую управляемость широкого класса магнитных периодических структур с учетом эффектов электромагнитного запаздывания и произвольного типа поверхностной анизотропии. Технологическая возможность создания структур феррит–сегнетоэлектрик со встроенными управляющими электродами была наглядно продемонстрирована в работе [6], а метод расчета периодических структур на основе известных дисперсионных характеристик отдельных областей был предложен в [18].

6. Заключение

В работе представлена теория гибридных электромагнитно-спиновых волн, распространяющихся в слоистых структурах МДСФДДМ, учитывающая произвольное закрепление поверхностных спинов в ферромагнитной пленке и эффекты электромагнитного запаздывания. Теория строго описывает собственные волны слоистой структуры МДСФДДМ, намагниченной под произвольным углом к поверхности, и может быть использована для анализа дисперсионных характеристик большого класса слоистых структур, содержащих ферромагнитный и сегнетоэлектрический слои.

В настоящей работе впервые проведено исследование зависимости спектра гибридных электромагнитно-спиновых волн и степени гибридизации между дисперсионными ветвями дипольно-обменной спиновой и электромагнитной волн от параметра закрепления поверхностных спинов в слоистых структурах МСФДД и ДСФДД. Показано, что изменение параметра закрепления поверхностных спинов влияет в основном на „медленную“ гибридную моду.

Для касательно намагниченных структур, намагниченных вдоль направления распространения гибридной электромагнитно-спиновой волны, показано, что наибольшее значение ширины щели Δf , возникающей при взаимодействии электромагнитной ТЕ и основной спиново-волновой моды, наблюдается в случае свободных поверхностных спинов. При увеличении значения параметра закрепления поверхностных спинов величина Δf уменьшается, стремясь к насыщению при значениях параметра закрепления, близких к случаю полного закрепления поверхностных спинов.

В ходе исследования электрической управляемости дисперсионных характеристик электромагнитно-спиновых волн обнаружено, что в касательно намагниченных структурах, намагниченных вдоль направления распространения гибридной электромагнитно-спиновой волны, управляемость возрастает с уменьшением параметра закрепления поверхностных спинов. Кроме того, показано, что эффективность управления дисперсионными характеристиками в слоистой структуре, содержащей металлический экран, выше, чем в немагнитной слоистой структуре.

Подчеркнем, что полученные в настоящей работе результаты могут быть использованы для построения так называемых магнитных кристаллов с электрически перестраиваемыми параметрами. Использование электрического управления в таких структурах может расширить возможности их применения для разработки линейных и нелинейных устройств ВСЧ-диапазона.

Приложение

Дипольные матричные элементы G_{nm}^{ab} равны

$$G_{nm}^{xx} = I_{\xi\xi} \sin^2(\theta) + I_{\eta\eta} \cos^2(\theta) \sin^2(\varphi) + I_{\xi\xi} \cos^2(\theta) \cos^2(\varphi) - \frac{1}{2} i(I_{\xi\xi} - I_{\xi\xi}) \sin(2\theta) \cos(\varphi),$$

$$G_{nm}^{yy} = I_{\eta\eta} \cos^2(\varphi) + I_{\xi\xi} \sin^2(\varphi),$$

$$G_{nm}^{xy} = \frac{1}{2} (I_{\xi\xi} - I_{\eta\eta}) \cos(\theta) \sin(2\varphi) - i I_{\xi\xi} \sin(\theta) \sin(\varphi),$$

$$G_{nm}^{yx} = \frac{1}{2} (I_{\xi\xi} - I_{\eta\eta}) \cos(\theta) \sin(2\varphi) + i I_{\xi\xi} \sin(\theta) \sin(\varphi),$$

где

$$I_{\xi\xi} = -1 - \frac{k_\xi^2}{2\gamma_L} I_1 + \frac{k_\xi^2}{2\gamma_L} I_2 + \frac{k_\xi^2}{\gamma_L N} S_{bd} I_3 + \frac{k_\xi^2}{\gamma_L N} Q_{bd} I_4 + \frac{k_\xi^2}{\gamma_L N} Q_{ac} I_5 - \frac{k_\xi^2}{\gamma_L N} S_{ac} I_6,$$

$$I_{\xi\xi} = -\frac{k_\xi}{2} I_7 - \frac{k_\xi}{2} I_8 + \frac{k_\xi}{N} S_{bd} I_9 + \frac{k_\xi}{N} Q_{bd} I_{10} - \frac{k_\xi}{N} S_{ac} I_{11} + \frac{k_\xi}{N} Q_{ac} I_{12},$$

$$I_{\xi\xi} = -\frac{k_\xi}{2} I_7 - \frac{k_\xi}{2} I_8 + \frac{k_\xi}{N} S_{bd} I_4 + \frac{k_\xi}{N} Q_{bd} I_3 - \frac{k_\xi}{N} S_{ac} I_5 + \frac{k_\xi}{N} Q_{ac} I_6,$$

$$I_{\xi\xi} = -\frac{\gamma_L}{2} I_1 - \frac{\gamma_L}{2} I_2 + \frac{\gamma_L}{N} S_{bd} I_{10} + \frac{\gamma_L}{N} Q_{bd} I_9 - \frac{\gamma_L}{N} S_{ac} I_{12} + \frac{\gamma_L}{N} Q_{ac} I_{11},$$

$$I_{\eta\eta} = \frac{k_{0L}^2}{2\gamma_L} I_1 + \frac{k_{0L}^2}{2\gamma_L} I_2 - \frac{k_{0L}^2}{\gamma_L N^y} S_{bd}^y I_{10} - \frac{k_{0L}^2}{\gamma_L N^y} Q_{bd}^y I_9 + \frac{k_{0L}^2}{\gamma_L N^y} S_{ac}^y I_{12} - \frac{k_{0L}^2}{\gamma_L N^y} Q_{ca}^y I_{11}.$$

Здесь

$$I_1 = \frac{A_n^2 e^{\gamma_L(a-b-L)} B^2(k_n) e^{-2\gamma_L d}}{(e^{\gamma_L(a+b+L)} - e^{-\gamma_L(D+c+d)})L} + \frac{A_n^2 e^{-\gamma_L(a-b-L)} C^2(k_n) e^{-2\gamma_L c}}{(e^{\gamma_L(a+b+L)} - e^{-\gamma_L(D+c+d)})L},$$

$$I_2 = \frac{2}{\gamma_L^2 + k_n^2} \gamma_L + \frac{A_n^2 M(k_n) B(k_n)}{(1 - e^{-2\gamma_L D})L} - \frac{A_n^2 F(k_n) C(k_n)}{(1 - e^{-2\gamma_L D})L},$$

$$I_3 = \frac{A_n^2 T_b (B(k_n) + C(k_n)) [e^{\gamma_L a} B(k_n) + e^{-\gamma_L(a+2c)} C(k_n)]}{2L(e^{\gamma_L(a+b+L)} - e^{-\gamma_L(D+c+d)})},$$

$$I_4 = \frac{A_n^2 T_b (B(k_n) - C(k_n)) [e^{\gamma_L a} B(k_n) + e^{-\gamma_L(a+2c)} C(k_n)]}{2L(e^{\gamma_L(a+b+L)} - e^{-\gamma_L(D+c+d)})},$$

$$A_n^2 T_a (e^{-\gamma_L L} B(k_n) - e^{\gamma_L L} C(k_n)) \times$$

$$I_5 = \frac{\times [e^{-\gamma_L(b+2d+L)} B(k_n) + e^{\gamma_L(b+L)} C(k_n)]}{2L(e^{\gamma_L(a+b+L)} - e^{-\gamma_L(D+c+d)})},$$

$$A_n^2 T_a (e^{-\gamma_L L} B(k_n) + e^{\gamma_L L} C(k_n)) \times$$

$$I_6 = \frac{\times [e^{-\gamma_L(b+2d+L)} B(k_n) + e^{\gamma_L(b+L)} C(k_n)]}{2L(e^{\gamma_L(a+b+L)} - e^{-\gamma_L(D+c+d)})},$$

$$I_7 = \frac{A_n^2 e^{\gamma_L(a-b-L)} B^2(k_n) e^{-2\gamma_L d}}{(e^{\gamma_L(a+b+L)} - e^{-\gamma_L(D+c+d)})L}$$

$$- \frac{A_n^2 e^{-\gamma_L(a-b-L)} C^2(k_n) e^{-2\gamma_L c}}{(e^{\gamma_L(a+b+L)} - e^{-\gamma_L(D+c+d)})L},$$

$$I_8 = \frac{A_n^2 P}{(\gamma_L^2 + k_n^2)L} + \frac{A_n^2 M(k_n) B(k_n)}{(1 - e^{-2\gamma_L D})L} + \frac{A_n^2 F(k_n) C(k_n)}{(1 - e^{-2\gamma_L D})L},$$

$$I_9 = \frac{A_n^2 T_b (B(k_n) + C(k_n)) [e^{\gamma_L a} B(k_n) - e^{-\gamma_L(a+2c)} C(k_n)]}{2L(e^{\gamma_L(a+b+L)} - e^{-\gamma_L(D+c+d)})},$$

$$I_{10} = \frac{A_n^2 T_b (B(k_n) - C(k_n)) [e^{\gamma_L a} B(k_n) - e^{-\gamma_L(a+2c)} C(k_n)]}{2L(e^{\gamma_L(a+b+L)} - e^{-\gamma_L(D+c+d)})},$$

$$A_n^2 T_a (e^{-\gamma_L L} B(k_n) + e^{\gamma_L L} C(k_n)) \times$$

$$I_{11} = \frac{\times [e^{-\gamma_L(b+2d+L)} B(k_n) - e^{\gamma_L(b+L)} C(k_n)]}{2L(e^{\gamma_L(a+b+L)} - e^{-\gamma_L(D+c+d)})},$$

$$I_{12} = \frac{A_n^2 T_a (e^{-\gamma_L L} B(k_n) - e^{\gamma_L L} C(k_n)) \times [e^{-\gamma_L (b+2d+L)} B(k_n) - e^{\gamma_L (b+L)} C(k_n)]}{2L(e^{\gamma_L (a+b+L)} - e^{-\gamma_L (D+c+d)})},$$

где

$$N = \sinh(\gamma_L L)(S_{bd} S_{ac} + Q_{ac} Q_{bd}) + \cosh(\gamma_L L)(S_{ac} Q_{bd} + S_{bd} Q_{ac}),$$

$$T_a = \frac{1}{2} [(e^{\gamma_L a} - e^{-\gamma_L (a+2c)}) S_{bd} - (e^{\gamma_L a} + e^{-\gamma_L (a+2c)}) Q_{bd}],$$

$$T_b = \frac{1}{2} [(e^{\gamma_L b} + e^{-\gamma_L (b+2d)}) Q_{ac} - (e^{\gamma_L b} - e^{-\gamma_L (b+2d)}) S_{ac}],$$

$$S_{ac} = 1 + \frac{\gamma_a}{\gamma_c} \tanh(\gamma_c c) \tanh(\gamma_a a),$$

$$S_{bd} = 1 + \frac{\gamma_b}{\gamma_d} \tanh(\gamma_d d) \tanh(\gamma_b b),$$

$$Q_{ac} = \frac{\gamma_L}{\gamma_c} \tanh(\gamma_c c) + \frac{\gamma_L}{\gamma_a} \tanh(\gamma_a a),$$

$$Q_{bd} = \frac{\gamma_L}{\gamma_d} \tanh(\gamma_d d) + \frac{\gamma_L}{\gamma_b} \tanh(\gamma_b b),$$

$$S_{ac}^y = 1 + \frac{\varepsilon_a \gamma_c}{\gamma_a \varepsilon_c} \tanh(\gamma_c c) \tanh(\gamma_a a),$$

$$S_{bd}^y = 1 + \frac{\varepsilon_b \gamma_d}{\gamma_b \varepsilon_d} \tanh(\gamma_d d) \tanh(\gamma_b b),$$

$$Q_{bd}^y = \frac{\varepsilon_L \gamma_d}{\gamma_L \varepsilon_d} \tanh(\gamma_d d) + \frac{\varepsilon_L \gamma_b}{\gamma_L \varepsilon_b} \tanh(\gamma_b b),$$

$$Q_{ac}^y = \frac{\varepsilon_L \gamma_c}{\gamma_L \varepsilon_c} \tanh(\gamma_c c) + \frac{\varepsilon_L \gamma_a}{\gamma_L \varepsilon_a} \tanh(\gamma_a a),$$

$$\gamma_a^2 = k_\xi^2 - k_{0a}^2, \quad k_{0a}^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_a;$$

$$\gamma_b^2 = k_\xi^2 - k_{0b}^2, \quad k_{0b}^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_b, \quad \gamma_c^2 = k_\xi^2 - k_{0c}^2,$$

$$k_{0c}^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_c; \quad \gamma_d^2 = k_\xi^2 - k_{0d}^2, \quad k_{0d}^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_d,$$

$$\gamma_L^2 = k_\xi^2 - k_{0L}^2, \quad k_{0L}^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_L,$$

$D = a + b + c + d + L$. Выражения для N^y , I_9^y , I_{10}^y , I_{11}^y , I_{12}^y получаются из N , I_9 , I_{10} , I_{11} , I_{12} заменой $S_{bd} \rightarrow S_{bd}^y$, $S_{ac} \rightarrow S_{ac}^y$, $Q_{bd} \rightarrow Q_{bd}^y$, $Q_{ac} \rightarrow Q_{ac}^y$.

Здесь введены следующие обозначения:

$$B(k) = \frac{e^{\gamma_L L} (\gamma_L \cos(kL) + k \sin(kL))}{\gamma_L^2 + k^2} + \frac{\eta_2}{k} \frac{e^{\gamma_L L} (\gamma_L \sin(kL) - k \cos(kL))}{\gamma_L^2 + k^2} + \frac{\eta_2 - \gamma_L}{\gamma_L^2 + k^2},$$

$$C(k) = \frac{e^{-\gamma_L L} (\gamma_L \cos(kL) - k \sin(kL))}{\gamma_L^2 + k^2} + \frac{\eta_2}{k} \frac{e^{-\gamma_L L} (\gamma_L \sin(kL) + k \cos(kL))}{\gamma_L^2 + k^2} - \frac{\eta_2 + \gamma_L}{\gamma_L^2 + k^2},$$

$$M(k) = e^{-2\gamma_L D} \frac{\eta_2 + \gamma_L}{\gamma_L^2 + k^2} - e^{-\gamma_L L} \left(\frac{(\gamma_L \cos(kL) - k \sin(kL))}{\gamma_L^2 + k^2} + \frac{\eta_2}{k} \frac{(\gamma_L \sin(kL) + k \cos(kL))}{\gamma_L^2 + k^2} \right),$$

$$F(k) = \frac{\eta_2 - \gamma_L}{\gamma_L^2 + k^2} + e^{-\gamma_L (2D-L)} \left(\frac{(\gamma_L \cos(kL) + k \sin(kL))}{\gamma_L^2 + k^2} + \frac{\eta_2}{k} \frac{(\gamma_L \sin(kL) - k \cos(kL))}{\gamma_L^2 + k^2} \right),$$

$$P = \frac{\eta_2}{k_n} \sin(2k_n L) + \left(\left(\frac{\eta_2}{k_n} \right)^2 - 1 \right) \sin^2(k_n L).$$

Список литературы

- [1] В.Е. Демидов, Б.А. Калиникос, С.Ф. Карманенко, А.А. Семенов, П. Эденхофер. Письма в ЖТФ **28**, 11, 75 (2002).
- [2] В.Е. Демидов, Б.А. Калиникос, П. Эденхофер. ЖТФ **72**, 3, 61 (2002).
- [3] V.E. Demidov, B.A. Kalinikos, P. Edenhofer. J. Appl. Phys. **91**, 10007 (2002).
- [4] Q.X. Jia, J.R. Groves, P. Arendt, Y. Fan, A.T. Findikoglu, S.R. Foltyn, H. Jiang, F.A. Miranda. Appl. Phys. Lett. **74**, 1564 (1999).
- [5] W.J. Kim, W. Chang, S.B. Qadri, H.D. Wu, J.M. Pond, S.W. Kirchoefer, H.S. Newman, D.B. Chrisey, J.S. Horwitz. Appl. Phys. A **71**, 7 (2000).
- [6] J. Das, B.A. Kalinikos, A.R. Barman, C.E. Patton. Appl. Phys. Lett. **91**, 172 516 (2007).
- [7] V.E. Demidov, P. Edenhofer, B.A. Kalinikos. Electron. Lett. **37**, 1154 (2001).
- [8] A.B. Ustinov, V.S. Tiberkevich, G. Srinivasan, A.N. Slavin, A.A. Semenov, S.F. Karmanenko, B.A. Kalinikos, J.V. Mantese, R. Ramer. Appl. Phys. **100**, 093 905 (2006).
- [9] A.B. Ustinov, G. Srinivasan, B.A. Kalinikos. Appl. Phys. Lett. **92**, 193 512 (2008).
- [10] J.D. Adam, T.W. O'Keeffe, R.W. Patterson. J. Appl. Phys. **50**, 2446 (1979).
- [11] B.A. Kalinikos, A.N. Slavin. J. Phys. C **19**, 7013 (1986).
- [12] В.Е. Демидов. Дипольно-обменные электромагнитно-спиновые волны в слоистых структурах ферромагнетик-сегнетоэлектрик. Канд. дис. СПбГЭТУ, СПб (2002). 226 с.
- [13] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Физматлит. М. (1994). 464 с.
- [14] Р. Суху. Магнитные тонкие пленки. Мир, М. (1967). 424 с.
- [15] С.Л. Высоцкий, С.А. Никитов, Ю.А. Филимонов. ЖЭТФ **128**, 636 (2005).
- [16] Э.Г. Локк. Радиотехника и электроника **50**, 74 (2005).
- [17] A.V. Chumak, T. Neumann, A.A. Serga, B. Hillebrands, M.P. Kostylev. J. Phys. D **42**, 205 005 (2009).
- [18] Н.Ю. Григорьева, Б.А. Калиникос. ЖТФ **79**, 8, 110 (2009).
- [19] А.Б. Устинов, Н.Ю. Григорьева, Б.А. Калиникос. Письма в ЖЭТФ **88**, 34 (2008).