01;05;09

# ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ОБМЕННЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В СЛОИСТОЙ ФЕРРИТОВОЙ СТРУКТУРЕ

© *В.В.Тихонов, И.С.Нефедов*

Институт радиотехники и электроники РАН, Саратовский филиал,
410019 Саратов, Россия
(Поступило в Редакцию 16 ноября 1994 г.
В окончательной редакции 13 сентября 1995 г.)

Предложена электродинамическая теория взаимодейстия электромагнитных (ЭВМ) и обменных спиновых волн (ОСВ) в многослойных ферритовых структурах. На основании теории рассмотрены эффекты преобразования ОСВ. Показано, что в ферритовой структуре, содержащей поверхностный субмикронный легированный слой, возбуждение ОСВ имеет резонансный характер. Это вызвано эффектами резонансного "закрепления" спинов на границе слоя с ферритом.

## Введение

В работе [1] было впервые экспериментально обнаружено интенсивное импульсное возбуждение коротковолновых обменных спиновых волн (ОСВ), которое наблюдалось в имплантированных пленках железоиттриевого граната (ЖИГ) при касательном намагничивании. Эффекты возбуждения имели резонансные особенности, которые не находили объяснения в рамках магнитостатической теории [2,3].[1] Детальные исследования экспериментальных образцов показали, что имплантированный слой (ИС) пленки ЖИГ обладал собственными резонансными свойствами [5,6]. Его эффективная толщина $d = 0.3 \pm 0.1$ мкм была сравнима с длинами ОСВ $\lambda = 0.1{-}1$ мкм, а эффективная намагниченность $4\pi M_0' = 4\pi M_0 + H_A$, где $H_A = 430 \pm 80$ Э — поле наведенной одноосной анизотропии, несколько превышала намагниченность чистого ЖИГ $4\pi M_0 = 1750$ Гс. Естественно было предположить, что наблюдаемые особенности импульсного возбуждения ОСВ также могли быть вызваны резонансными явлениями в ИС. Для теоретической проверки этого предположения можно было не учитывать сложный характер профиля ИС, а ограничиться рассмотрением упрощенной модели двухслойной структуры ЖИГ, содержащей на поверхности

[1] Имеется в виду киттелевский механизм возбуждения ОСВ в однородных переменных полях [4]. При условии поверхностного "закрепления" спинов $\mathbf{m}|_S = 0$ этот механизм давал монотонное возбуждение ОСВ.

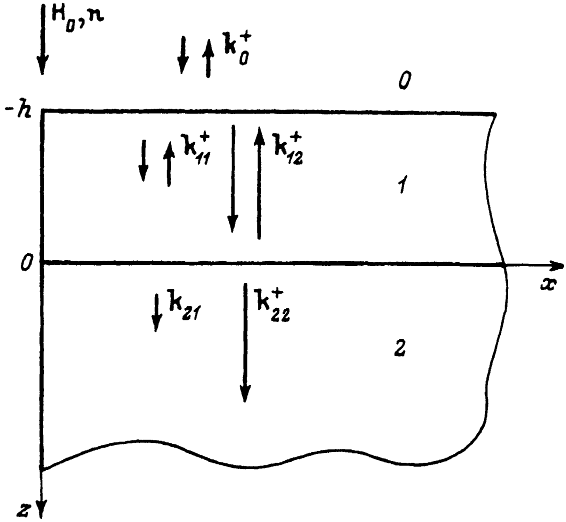


**Рис. 1.** Геометрия задачи.
*0* — вакуум, *1* — слой легированного ЖИГ, *2* — полупространство чистого ЖИГ.

объемного феррита тонкий легированный слой, отличающийся величиной намагниченности. Это было сделано в данной работе. Была решена краевая электродинамическая задача с учетом неоднородного обменного взаимодействия в феррите. Для примера был рассмотрён простейший случай нормального падения электромагнитной волны (ЭВМ) на поверхность нормально намагниченного полубесконечного феррита. Рассчитывались амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) излучения бегущих ОСВ. На основании расчетов было показано, что при субмикронных толщинах легированного слоя АЧХ излучения имели резонансные особенности, аналогичные экспериментальным [1,5,6]. В случае нормального намагничивания структуры требовалась пониженная намагниченность слоя. Также было показано, что максимумы возбуждения ОСВ были вызваны резонансным "закреплением" спинов на границе слоя с ферритом, которое дополнительно стимулировало киттелевский механизм возбуждения ОСВ.

## 1. Методика

Геометрия задачи представлена на рис. 1. Электромагнитная волна в вакууме падала на поверхность феррита, частично отражалась, частично проникала вглубь. Направления волновых векторов $k_\nu$, где $\nu = 0, 1, 2$ — номер области, и вектор постоянного намагничивающего поля $\mathbf{H}_0$ совпадали с нормалью к поверхности $\mathbf{n} \parallel \mathbf{z}$. Рассматривался случай полного насыщения без диссипативных потерь.

Динамика векторов электрических $\mathbf{E}_\nu = e_\nu \exp(i\omega t - k_\nu z)$ и магнитных полей $\mathbf{H}_\nu = \mathbf{H}_{0\nu} + \mathbf{h}_\nu \exp(i\omega t - k_\nu z)$ описывалась системой уравнений Максвелла [7]

$$\mathrm{rot}\mathbf{e}_\nu = -\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{h}_\nu + 4\pi m_\nu), \quad \mathrm{div}(\varepsilon_\nu \mathbf{e}_\nu) = 0,$$

$$\mathrm{rot} h_\nu = \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_\nu \mathbf{e}_\nu), \qquad \mathrm{div}(\mathbf{h}_\nu + 4\pi \mathbf{m}_\nu) = 0, \tag{1}$$

прецессия векторов намагниченности в феррите $\mathbf{M}_\nu = \mathbf{M}_{0\nu} + \mathbf{m}_\nu \exp(i\omega t - k_\nu z)$ описывалась линеаризованным уравнением Ландау–Лифшица [2,3]

$$\frac{1}{\gamma}\frac{\partial \mathbf{m}_\nu}{\partial t} + (\mathbf{m}_\nu \times \mathbf{H}_{0\nu}) + (\mathbf{M}_{0\nu} \times \mathbf{h}_\nu) + \alpha_\nu(\mathbf{M}_{0\nu} \times \nabla^2 \mathbf{m}_\nu) = 0, \tag{2}$$

где $\omega = 2\pi f$ — круговая частота; $\varepsilon_\nu$ — диэлектрическая проницаемость среды ($\varepsilon_0 = 1$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$); $\mathbf{M}_{0\nu} = (0, 0, M_{0\nu})$ — намагниченность насыщения феррита ($M_{0\nu} \gg m_\nu$, $M_{00} = m_0 = 0$); $\mathbf{H}_{0\nu} = \mathbf{H}_0 - 4\pi \mathbf{M}_{0\nu}$ — внутреннее поле феррита ($H_{0\nu} \gg h_\nu$); $\gamma = 2.8$ МГц/Э — гиромагнитное отношение, $\alpha_\nu = 2A_\nu/M_{0\nu}^2$ — постоянная неоднородного обмена (для чистого ЖИГ $\alpha = 3.3 \cdot 10^{-11}$ см$^2$); $A_\nu$ — обменная жесткость феррита.

В координатной форме уравнения (1), (2) сводились к системе восьми обыкновенных дифференциальных уравнений 1-го порядка, которая при заданном условии $\mathbf{k}_\nu \parallel \mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{M}_{0\nu}$ разделялась на две независимые системы 4-го порядка для волн с правой $a^+ = a_x + ia_y$ и левой $a^- = a_x - ia_y$ круговой поляризацией

$$\begin{aligned}
\frac{\partial e_\nu^\pm}{\partial z} &= -\delta^\pm k_0 (h_\nu^\pm + 4\pi m_\nu^\pm),\\
\frac{\partial h_\nu^\pm}{\partial z} &= \delta^\pm k_0 \varepsilon e_\nu^\pm,\\
\frac{\partial m_\nu^\pm}{\partial z} &= p_\nu^\pm,\\
\frac{\partial p_\nu^\pm}{\partial z} &= -\frac{1}{\alpha_\nu} h_\nu^\pm + \frac{\Omega_\nu^\pm}{\eta_\nu} m_\nu^\pm,
\end{aligned} \tag{3}$$

где $\delta^\pm = \pm 1$, $k_0 = \omega/c$, $\Omega_\nu^\pm = \omega_{H\nu} - \delta^\pm \omega$, $\omega_{H\nu} = \gamma H_{0\nu}$, $\eta_\nu = \gamma \alpha_\nu M_{0\nu}$.

Подстановка в (3) решений в виде $a^\pm \exp(k_\nu^\pm z)$ сводила задачу к системе однородных алгебраических уравнений 4-го порядка $([A^\pm] - k_\nu^\pm [I])\mathbf{X}_\nu^\pm = 0$, где $[A^\pm]$ — квадратная матрица системы (3), $[I]$ — единичная матрица, $\mathbf{X}_\nu^\pm = (e_\nu^\pm, h_\nu^\pm, m_\nu^\pm, p_\nu^\pm)$, и отысканию собственных значений $k_\nu^\pm$ и собственных векторов $\mathbf{X}_\nu^\pm$. Значения $k_\nu^\pm$ определялись из условия нетривиальности решений системы $\det([A^\pm] - k_\nu^\pm [I]) = 0$, которое при раскрытии определителя сводилось к биквадратному уравнению

$$\eta_\nu (k_\nu^\pm)^4 - (\Omega_\nu^\pm - \eta_\nu \varepsilon k_0^2)(k_\nu^\pm)^2 - \varepsilon k_0^2 (\Omega_\nu^\pm + \omega_{M\nu}) = 0 \tag{4}$$

и имело простое аналитическое решение

$$k_{\nu j}^\pm = \pm(2\eta_\nu)^{-1/2} \left[\Omega_\nu^\pm - \eta_\nu \varepsilon k_0^2 \pm \sqrt{(\Omega_\nu^\pm + \eta_\nu \varepsilon k_0^2)^2 + 4\eta_\nu \varepsilon k_0^2 \omega_{M\nu}}\right]^{1/2}, \tag{5}$$

где индексами $j = 1,2$ обозначены два типа волн в феррите ("быстрые" и "медленные" волны), которые соответствовали знакам $(-)$ и $(+)$ перед радикалом в квадратных скобках. С учетом этого общие решения для полей в феррите записывались в виде

$$e_\nu^\pm = \sum_{j=1}^{2} \delta^\pm k_{\nu j}^\pm S_{\nu j}^\pm m_{\nu j}^\pm,$$

$$h_\nu^\pm = \sum_{j=1}^{2} S_{\nu j}^\pm m_{\nu j}^\pm, \quad m_\nu^\pm = \sum_{j=1}^{2} m_{\nu j}^\pm, \tag{6}$$

где $m_{\nu j}^\pm = C_{\nu j}^\pm \exp(k_{\nu j}^\pm z) + D_{\nu j}^\pm \exp(-k_{\nu j}^\pm z)$; $C_{\nu j}^\pm$, $D_{\nu j}^\pm$ — амплитуды волн намагниченности; $S_{\nu j}^\pm = 4\pi\varepsilon k_0^2/[(k_{\nu j}^\pm)^2 + \varepsilon k_0^2]$ — безразмерная величина.

Вне феррита электромагнитные поля имели вид

$$e_0^\pm = i[\exp(ik_0 z) - R_0^\pm \exp(-ik_0 z)], \quad h_0^\pm = \exp(ik_0 z) + R_0^\pm \exp(-ik_0 z), \tag{7}$$

где $R_0^\pm$ — коэффициент отражения электромагнитной волны в вакууме.

Для определения 9 неизвестных величин $R_0^\pm$, $C_{\nu j}^\pm$, $D_{\nu j}^\pm$ использовались шесть электродинамических граничных условий (ЭГУ) [7]

$$e_0^\pm - e_1^\pm \Big|_{z=-h} = 0, \qquad e_1^\pm - e_2^\pm \Big|_{z=0} = 0, \qquad e_2^\pm \Big|_{z=\infty} = 0,$$

$$h_0^\pm - h_1^\pm \Big|_{z=-h} = 0, \qquad h_1^\pm - h_2^\pm \Big|_{z=0} = 0, \qquad h_2^\pm \Big|_{z=\infty} = 0 \tag{8}$$

и три дополнительных граничных условия (ДГУ) (раздел 2). Подстановка в граничные условия общих решений (6) сводила задачу к системе алгебраических уравнений, которая решалась численными методами. При расчетах функциональная зависимость $\alpha_\nu(M_{0\nu}) = 2A_\nu(M_{0\nu})/M_{0\nu}^2$ задавалась как дополнительный параметр. Для примера были рассмотрены два варианта:[2] 1) $\alpha_1 = \alpha_2 = \text{const}$ и 2) $A_1 = A_2 = \text{const}$.

## 2. Дополнительные граничные условия

Дополнительные граничные условия были получены из уравнения Ландау–Лифшица. Однако в данной работе мы не делали никаких предположений о существовании поверхностного "закрепления" спинов [2–4] или о наличии "обменной связи" на границе ферритовых слоев [9,10]. Использовались стандартная процедура получения граничных условий из уравнения баланса [7].

[2] В работе [8] было экспериментально показано, что при легировании ЖИГ зависимость $A_\nu(M_{0\nu})$ может иметь немонотонный характер. Поэтому в общем случае следовало бы записать $A_\nu(M_0\nu) = \sum a_k M_{0\nu}^k)$, но определение коэффициентов $a_k$ не входило в задачу данной работы.

Используя тождества тензорного анализа, уравнение Ландау–Лифшица (2) можно было переписать в виде уравнения баланса вектора прецессии намагниченности

$$\frac{\partial \mathbf{m}_\nu}{\partial t} - \operatorname{div}(\gamma\alpha_\nu \nabla \mathbf{m}_\nu \times \mathbf{M}_{0\nu}) = -\gamma(\mathbf{m}_\nu \times \mathbf{H}_{0\nu}) - \gamma(\mathbf{M}_{0\nu} \times \mathbf{h}_\nu), \qquad (9)$$

где $(\nabla \mathbf{m}_\nu)_{ij} = \partial(m_\nu)_i/\partial x_j$ — тензор 2-го ранга.

После интегрирования и применения теоремы Остроградского–Гаусса уравнение (9) давало на границе феррит–феррит условие в виде

$$\alpha_1 \frac{\partial \mathbf{m}_1}{\partial n} \mathbf{M}_{01} - \alpha_2 \frac{\partial \mathbf{m}_2}{\partial n} \mathbf{M}_{02} \bigg|_s = 0, \qquad (10)$$

где $\partial \mathbf{m}_\nu/\partial n = \mathbf{n}\nabla \mathbf{m}_\nu$.

Это условие также можно было записать на границе феррит–вакуум, положив $\mathbf{M}_{0\nu} = 0$. При этом оно совпадало с известным условием "свободных" поверхностных спинов [11]

$$\frac{\partial \mathbf{m}_\nu}{\partial n} \bigg|_S = 0. \qquad (11)$$

В координатной форме для право- и левополяризованных волн (10), (11) записывалось в виде двух дополнительных условий

$$\alpha_1 M_{01} \frac{\partial m_1^\pm}{\partial n} - \alpha_2 M_{02} \frac{\partial m_2^\pm}{\partial n} \bigg|_{z=0} = 0, \quad \frac{\partial m_1^\pm}{\partial n} \bigg|_{z=-h} = 0, \qquad (12)$$

но этого было недостаточно.

Поскольку резервы получения линейных граничных условий были исчерпаны, то оставалось использовать квадратичное условие. С этой целью уравнение (2) скалярно умножалось на вектор $\mathbf{m}_\nu$. При этом уравнение баланса записывалось в виде

$$\frac{\partial m_\nu^2}{\partial t} + \operatorname{div}[2\gamma\alpha_\nu \nabla \mathbf{m}_\nu (\mathbf{M}_{0\nu} \times \mathbf{m}_\nu)] = 2\gamma \mathbf{M}_{0\nu}(\mathbf{h}_\nu \times \mathbf{m}_\nu). \qquad (13)$$

Аналогично предыдущему было получено квадратичное условие

$$\mathbf{m}_1 \left(\alpha_1 \frac{\partial \mathbf{m}_1}{\partial n} \mathbf{M}_{01}\right) - \mathbf{m}_2 \left(\alpha_2 \frac{\partial \mathbf{m}_2}{\partial n} \mathbf{M}_{02}\right) \bigg|_S = 0, \qquad (14)$$

из которого с учетом (10) нетрудно было выделить линейное условие

$$\mathbf{m}_1 - \mathbf{m}_2|_S = 0. \qquad (15)$$

Особенность условия (15) состояла в том, что его можно было записать только на границе феррит–феррит, где $\mathbf{M}_{01}$ и $\mathbf{M}_{02}$ строго больше нуля. На границе феррит–вакуум квадратичное условие (14) не накладывало на вектор $\mathbf{m}_1$ никаких ограничений, поскольку, согласно (10), при $\mathbf{M}_{0\nu} = 0$ в (14) скалярные множители в скобках оба обращались в нуль и, следовательно, условие (14) могло выполняться при любых $\mathbf{m}_\nu|_S$. Тем не менее на границе феррит–феррит условие (15) давало последнее недостающее условие

$$m_1^\pm - m_2^\pm|_{z=0} = 0, \qquad (16)$$

необходимое для решения краевой задачи.

## 3. Результаты расчетов и обсуждения

Для анализа эффектов возбуждения ОСВ представляли интерес расчеты только для правополяризованных волн, совпадающих по типу поляризации с ОСВ [2,3]. Левополяризованные волны в дальнейшем не рассматривались.

На рис. 2 представлены дисперсионные характеристики $\omega(k^+_{\nu j})$ волн в безграничном феррите, рассчитанные по формуле (5) при намагниченностях, равных намагниченностям в поверхностном легированном слое и в полупространстве чистого ЖИГ. Мнимые значения волновых чисел соответствуют распространяющимся волнам, действительные — затухающим волнам. На рис. 3,4 представлены наиболее характерные АЧХ волн намагниченности $m^+_{20}(\omega)$, излучаемых в полупространство чистого ЖИГ. Расчеты проводились при различных параметрах слоя. На рис. 3 кривые отличались толщиной слоя $h$, намагниченность слоя $4\pi M_{01} = 1200$ Гс фиксировалась. На рис. 4 изменялась намагниченность слоя $4\pi M_{01}$ при фиксированной толщине $h = 500$ Å. Для сравнения на рис. 3,4 представлены АЧХ, рассчитанные при отсутствии поверхностного слоя, но с учетом "свободных" и "закрепленных" спинов на поверхности чистого ЖИГ. Минимумы АЧХ соответствовали нулевым значениям функции $m^+_{20}(\omega)$.

Кривые АЧХ рис. 3,4 имели общие особенности, не зависящие от параметров слоя. Совпадающие минимумы АЧХ с номером 0 точно

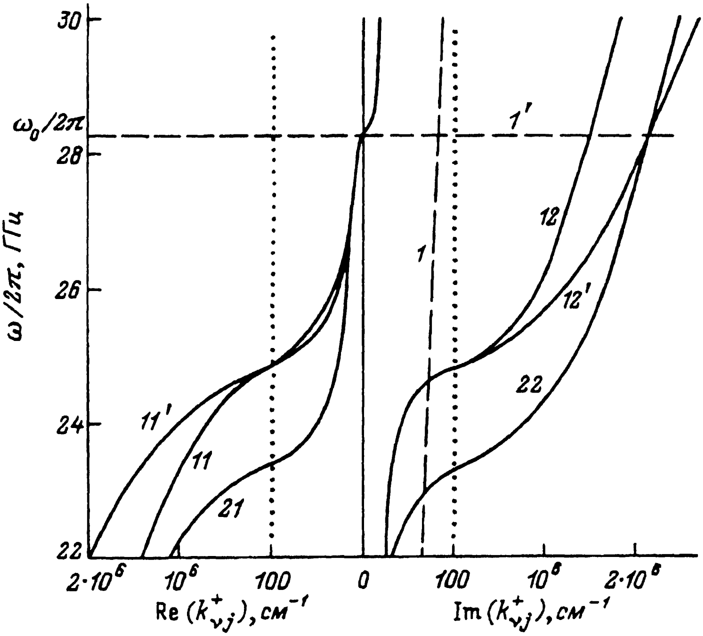


**Рис. 2.** Дисперсионные характеристики $\omega(k^+_{\nu j})$.

$H_0 = 10$ КЭ. Масштаб в интервалах $\mathrm{Re}(k^+_{\nu j})$, $\mathrm{Im}(k^+_{\nu j}) = (0-100)$ см$^{-1}$ увеличен. *11, 12* — $\omega(k^+_{11})$, $\omega(k^+_{12})$ при $4\pi M_{01} = 1200$ Гс, $\alpha_1 = \alpha_2$; *11', 12'* — $\omega(k^+_{11})$, $\omega(k^+_{12})$ при $4\pi M_{01} = 1200$ Гс, $A_1 = A_2$; *21, 22* — $\omega(k^+_{21})$, $\omega(k^+_{22})$ при $4\pi M_{02} = 1750$ Гс. Предельный случай $M_{01} \to 0$: *1* — $k_{\nu 1}(\omega) = i\epsilon k^+_0$, *1'* — $\omega = \gamma H_0$.

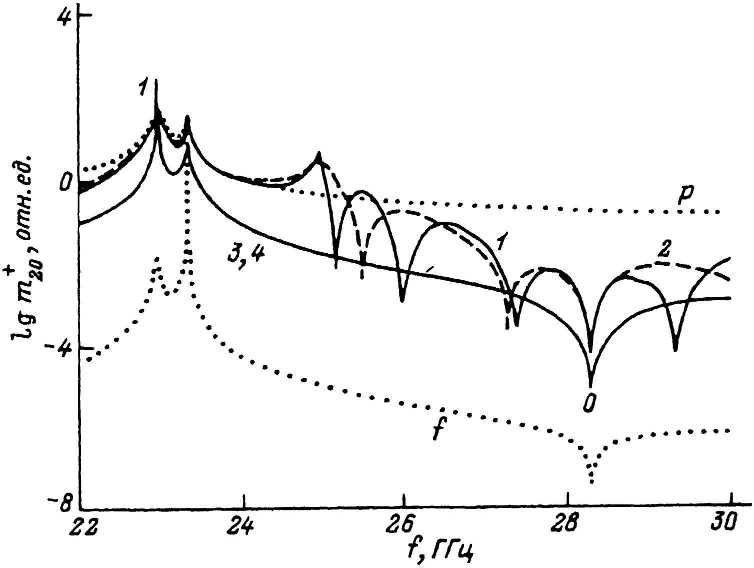


**Рис. 3.** АЧХ волн намагниченности $m_{20}^{+}(\omega)$ в чистом ЖИГ при уменьшении толщины слоя.
$H_0 = 10$ КЭ. *1* — $h = 500$ Å, $4\pi M_{01} = 1200$ Гс, $\alpha_1 = \alpha_2$; *2* — $h = 500$ Å, $4\pi M_{01} = 1200$ Гс, $A_1 = A_1$; кривая *3* — $h = 5$ Å, $4\pi M_{01} = 1200$ Гс, $\alpha_1 = \alpha_2$; кривая *4* — $h = 5$ Å, $4\pi M_{01} = 1200$ Гс, $A_1 = A_2$; $f$ — свободные спины, $p$ — закрепленные спины.

соответствовали частоте однородных электромагнитных колебаний в феррите $\omega_0 = \gamma H_0$. На этой частоте дисперсионные кривые ЭМВ рис. 2 переходили из области затухающих в область распространяющихся волн. При этом их волновые числа $k_{11}^{+}(\omega_0) = k_{21}^{+}(\omega_0) = 0$. Совпадающие максимумы АЧХ с номером 1 соответствовали частоте наилучшего согласования, при которой импедансы падающих ЭМВ в вакууме $Z_0 = e_0^{+}/h_0^{+} = i$ и возбуждаемых ОСВ в феррите $Z_2 = e_{22}^{2}/h_{22}^{+} = k_{22}^{+}/\varepsilon k_0 = i$ были равны.[3]

Остальные минимумы АЧХ были вызваны резонансами ОСВ в слое. Это подтверждалось их совпадением с резонансными частотами слоя $\omega_l$, где $l = 1, 2, \ldots$ — номер резонанса, которые определялись из дисперсионных кривых рис. 2 согласно условию $k_{12}^{+}(\omega_l) = l\pi/h$. Изменение параметров слоя деформировало кривые АЧХ. При уменьшении толщины слоя $h$ (рис. 3) резонансные минимумы разреживались и смещались в область больших частот, интенсивность возбуждения ОСВ спадала, а влияние зависимости $\alpha_1(M_{01})$ уменьшалось. Так, уже при толщине $h = 5$ Å кривые АЧХ, рассчитанные при $\alpha_1 = \alpha_2$ и при $A_1 = A_2$, практически полностью сливались. В пределе $h \to 0$ реализовывался случай “свободных” поверхностных спинов. Напротив, при уменьшении намагниченности слоя $M_{01}$ влияние зависимости $\alpha_1(M_{01})$ на АЧХ (рис. 4) заметно возрастало. Это также проявлялось в изменении характера дисперсии (рис. 2). В пределе $M_{01} \to 0$ при $\alpha_1 = \alpha_2$ дис-

[3] Попутно отметим, что в области коротковолновых ОСВ импеданс $|Z_2| \approx |k_{22}| \gg 1$. Это означает, что индуцированные электрические поля ОСВ не являются слабыми.

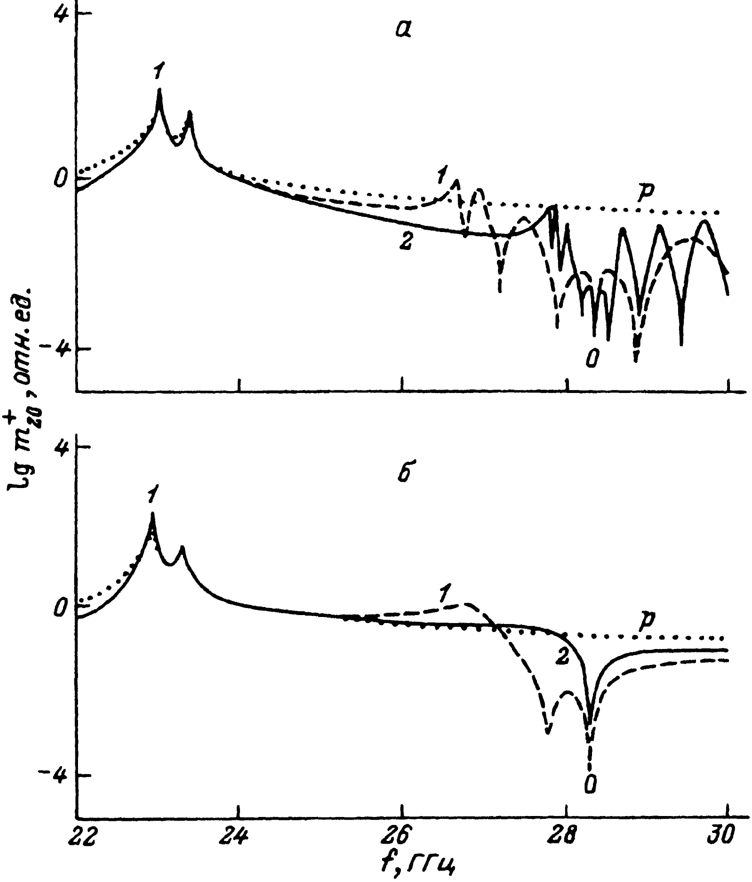


**Рис. 4.** АЧХ волн намагниченности $m^+_{20}(\omega)$ в чистом ЖИГ при уменьшении намагниченности слоя.

$H_0 = 10$ КЭ. *а*: *1* — $4\pi M_{01} = 600$ Гс, $h = 500$ Å, $\alpha_1 = \alpha_2$; *2* — $4\pi M_{01} = 200$ Гс, $h = 500$ Å, $\alpha_1 = \alpha_2$; *p* — закрепленные спины; *b*: *1* — $4\pi M_0 = 600$ Гс, $h = 500$ Å, $A_1 = A_2$; *2* — $4\pi M_{01} = 200$ Гс, $h = 500$ Å, $A_1 = A_2$; *p* — закрепленные спины.

персионная зависимость (5) трансформировалась в прямые $\omega = \gamma H_0$ и $k^+_{\nu 1}(\omega) = i\varepsilon k_0$ (рис. 2, кривые *1*, *1'*), а АЧХ стремилась к случаю "свободных" спинов (рис. 4, *а*); при $A_1 = A_2$ дисперсия приближалась к случаю однородных спиновых колебаний $k^+_{\nu 2}(\omega) = 0$ и $k^+_{\nu 1}(\omega) = i\varepsilon k_0$, а АЧХ стремилась к случаю "закрепленных" спинов всюду, кроме частоты $\omega_0$ (рис. 4, *b*).

Объяснение наблюдаемых эффектов во многом получалось из самой постановки краевой задачи. Условие сшивания полей обусловливало взаимодействие на границах слоя длинноволновых (электромагнитных) и коротковолновых (спиновых) возбуждений, которые в безграничном феррите могли существовать независимо друг от друга. При этом рассеяние падающей ЭМВ$_0$ на границе с вакуумом возбуждало в слое пару волн — ЭМВ$_1$ и ОСВ$_1$, которые в соответствии с законом дисперсии рис. 2 могли быть или бегущими, или затухающими. При вторичном рассеянии этих волн на внутренней границе слоя в глубь феррита излучалась новая пара волн ЭМВ$_2$ и ОСВ$_2$ (также бугущие или затухающие), а внутри слоя устанавливались неоднородные спиновые колебания (рис. 1). Колебания в слое играли важную роль, они вносили "закрепление" спинов на границе слоя с ферритом и тем самым дополнительно стимулировали киттелевское преобразование волн ЭМВ$_2$ $\rightarrow$ ОСВ$_2$. В интервале частот $\gamma(H_0 - 4\pi M_{02}) \leqslant \omega \leqslant \gamma H_0$ возбуждение бегущих ОСВ$_2$ было вызвано преобразованием затухающих ЭМВ$_2$, а на частотах $\omega \geqslant \gamma H_0$ — преобразованием бегущих ЭМВ$_2$.

Механизм "закрепления" спинов в пределах спектра возбуждаемых ОСВ$_2$ имел качественные различия. В начале спектра в интервале частот $\gamma(H_0 - 4\pi M_{02}) \leqslant \omega \leqslant \gamma(H_0 - 4\pi M_{01})$ "закрепление" было вызвано возбуждением в слое быстро затухающих ОСВ$_1$ (бегущие ОСВ$_1$ отсутствовали) (рис. 2, кривые *11*, *11'*). Это обусловливало резкий экспоненциальный спад прецессии намагниченности на границе слоя с ферритом. Такого рода "закрепление" имело монотонный характер и по существу мало отличалось от поверхностного [4]. Этим объяснялось совпадение кривых *1, 2* и *p* на АЧХ (рис. 3) в самом начале спектра. На более высоких частотах $\omega > \gamma(H_0 - 4\pi M_{01})$ ситуация резко менялась. В слое оказывалось возможным существование бегущих ОСВ$_1$ (затухающие ОСВ$_1$ отсутствовали), которые возбуждались в виде стоячих волн. При этом максимумы "закрепления" и соответственно максимумы излучения ОСВ$_2$ на рис. 2, 3 достигались при образовании узлов прецессии на границе слоя с ферритом. Ясно, что для реализации такого механизма "закрепения" необходимо было иметь толщину поверхностного слоя, сравнимую с длинами ОСВ$_1$.

## Заключение

Возбуждение бегущих ОСВ в двухслойной ферритовой структуре, содержащей поверхностный субмикронный легированный слой, обусловлено эффектом рассеяния волн на границах слоя ЭМВ $\rightarrow$ $\rightarrow$ (ЭМВ$_1$, ОСВ$_1$) $\rightarrow$ (ЭМВ$_2$, ОСВ$_2$) и возбуждением внутри слоя неоднородных спиновых колебаний. Последнее обусловливает эффект "закрепления" спинов на границе слоя с ферритом и дополнительно стимулирует киттелевское преобразование волн ЭВМ$_2$ $\rightarrow$ ОСВ$_2$. Выделяются два механизма "закрепления": 1) аналогичный поверхностному "закреплению", вызванный резким экспоненциальным спадом прецессии намагниченности на границе слоя с ферритом, и 2) резонансный механизм "закрепления", вызванный образованием на границе слоя с ферритом узлов прецессии намагниченности.

Предложенная электродинамическая теория преобразования ОСВ дает полное представление о взаимодействии электромагнитных и обменных спиновых волн в многослойных ферритовых структурах, позволяет выяснить роль затухающих волн, дает ясную физическую интерпретацию параметра "закрепления" спинов. Это существенно дополняет магнитостатическую теорию обменных волн и может быть использовано при создании специальных многослойных ферритовых структур для устройств на обменных спиновых волнах.

## Список литературы


[1] *Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Тихонов В.В.*, и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 10. С. 884–888.
[2] *Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В.* Спиновые волны. М., 1967. 368 с.
[3] *Гуревич А.Г.* Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М., 1973 591 с.
[4] *Kittel C.* // Phys. Rev. 1958. Vol. 110. N 6. P. 1295–1302.
[5] *Тихонов В.В., Толкачев А.В., Остафийчук Б.К.* // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. Вып. 15. С. 49–52.
[6] *Тихонов В.В., Толкачев А.В.* // ФТТ. 1994. Т. 36. Вып. 1. С. 185–193.
[7] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М., 1957. 532 с.
[8] *Высоцкий С.Л., Казаков Г.Т., Нам Б.П.* и др. // ФТТ. 1992. Т. 34. Вып. 5. С. 1376–1383.
[9] *Hoffmann F.* // Phys. Stat. Sol. 1970. Vol. 41. P. 807–813.
[10] *Filimonov Yu.A., Kazakov G.T., Visotsky S.L.* et al. // JMMM. 1994. Vol. 131. P. 235–241.
[11] *Rado G., Weertman I.* // Phys. Rev. 1954. Vol. 94. N 5. P. 1386–1392.