

СТРУКТУРА ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ПОЛЕЙ
ПОВЕРХНОСТНОЙ СПИНОВОЙ ВОЛНЫ
В КАСАТЕЛЬНО НАМАГНИЧЕННОЙ ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНЕ

© 2016 г. Э. Г. Локк

*Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Российская Федерация, 141196 Фрязино Московской обл., пл. Введенского, 1
E-mail: edwin@ms.ire.rssi.ru*

Поступила в редакцию 26.12.2014 г.

Рассчитаны векторные линии высокочастотного магнитного поля, магнитной индукции и намагниченности поверхностной спиновой волны в касательно намагниченной ферритовой пластине. Найдено, что векторные линии магнитной индукции образуют противоположно направленные вихри, локализованные вблизи противоположных поверхностей пластины. Показано, что структура магнитной индукции спиновой волны и изменение ее электрического поля взаимосвязаны: внутри ферритового слоя существует плоскость, на которой амплитуда электрического поля равна нулю и которая одновременно является границей между вихрями магнитной индукции. Обнаружено, что внутри ферритовой пластины направления векторов магнитного поля и магнитной индукции волны существенно различаются, хотя в окружающих пластину полупространствах эти векторы совпадают.

DOI: 10.7868/S0033849415100095

ВВЕДЕНИЕ

Дипольные спиновые волны, называемые также магнитостатическими волнами (МСВ), традиционно исследуют в магнитостатическом приближении, считая, что величина волнового числа МСВ $k \gg k_0 \equiv \omega/c$ и что в уравнениях Максвелла можно пренебречь членами, содержащими множители ω/c [1]. Такой способ описания спиновых волн уже давно используется для расчета их характеристик и разработки приборов спинволновой электроники СВЧ [2]. Особенно удобным использование магнитостатического приближения оказалось для теоретического описания спиновых волн с неколлинеарной ориентацией групповой и фазовой скоростей, поскольку в этом случае аналитическое решение системы уравнений Максвелла для ферритовой среды (у которой магнитная проницаемость описывается тензором второго ранга) встречает существенные математические трудности. Хотя с помощью магнитостатического приближения получено много важных результатов, следует отметить, что необоснованное использование этого приближения (даже в тех случаях, где от него можно отказаться) практически исключило из сферы научных исследований ряд важных фундаментальных задач. Поэтому в ряде работ, в которых не использовали магнитостатическое приближение [3–12], были установлены новые свойства спиновых волн в различных структурах.

Так, в работе [7] рассчитана дисперсия спиновых волн в касательно намагниченной структуре феррит–диэлектрик, окруженной полупространствами с отрицательной диэлектрической проницаемостью. В [11] показано, что распределение обратной объемной МСВ (ОМСВ) по толщине ферритовой пластины описывается не чисто тригонометрическими функциями (что получено в работе [1] при описании этой волны в магнитостатическом приближении), а представляет собой сумму тригонометрических и экспоненциальных функций, и что, следовательно, некорректно считать и называть эту волну чисто объемной. В работе [10] доказано, что использование формулы для вектора Пойнтинга, полученной в магнитостатическом приближении [2, 13–15], приводит к ошибочным представлениям о распределении энергии спиновой волны в ферритовых структурах. В работе [12] исследованы характеристики спиновых волн в структуре диэлектрик–феррит–диэлектрик, граничащей с проводящими плоскостями или с магнитными стенками, а в [8] установлено, что поверхностная спиновая волна, распространяясь через структуру ферритовая пластина–решетка проводящих полюсов, приобретает дополнительный фазовый набег из-за периодических переходов от одной поверхности ферритовой пластины к другой. Кроме того, анализируя изменение характеристик поверхностной спиновой волны (известной также как поверхностная МСВ (ПМСВ)) в неоднородно

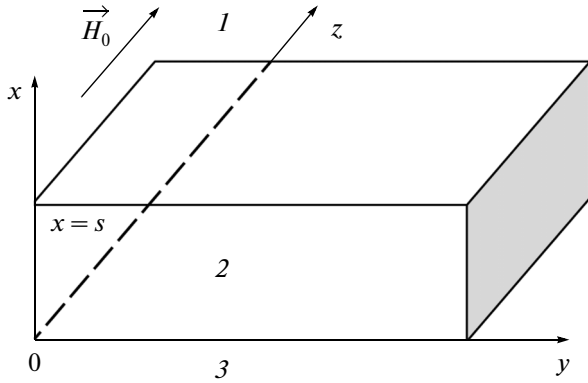


Рис. 1. Геометрия задачи: 1, 3 – полупространства вакуума, 2 – ферритовая пластина толщиной s .

намагниченной плоской структуре феррит–диэлектрик [6], удалось установить физический механизм преобразования ПМСВ в электромагнитную волну для случая медленного изменения поверхностного импеданса [9].

Как будет показано ниже¹, описание поверхностной спиновой волны на основе уравнений Максвелла позволяет выявить взаимосвязь между структурами высокочастотных магнитных и электрических полей волны.

1. УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ВЕКТОРНЫХ ЛИНИЙ СВЧ МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ И МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПОВЕРХНОСТНОЙ СПИНОВОЙ ВОЛНЫ

Поскольку электрическое поле и все магнитные величины спиновой волны взаимосвязаны и вместе представляют собой общее высокочастотное электромагнитное поле спиновой волны, то, очевидно, имеет смысл исследовать векторные линии сразу всех электромагнитных величин – магнитного поля \vec{h} , намагниченности \vec{m} , магнитной индукции \vec{b} и электрического поля \vec{e} . Поэтому ниже будет рассчитана структура векторных линий для всех перечисленных величин.

Пусть поверхностная спиновая волна с частотой f распространяется вдоль оси y в ферритовой пластине, касательно намагниченной однородным магнитным полем \vec{H}_0 (рис. 1). Ферритовая пластина характеризуется толщиной s , намагниченностью насыщения $4\pi M_0$, относительной диэлектрической проницаемостью ε_2 и тензором относительной магнитной проницаемости $\vec{\mu}_2$. Как известно (см., например, [5, 8, 16]), при описании поверхностной спиновой волны на ос-

нове уравнений Максвелла ее СВЧ-поля можно записать в виде

$$\begin{cases} e_{1z} = C \exp(-ik_y y - k_{1x} x), \\ e_{2z} = \exp(-ik_y y) (A \exp(k_{2x} x) + B \exp(-k_{2x} x)), \\ e_{3z} = D \exp(-ik_y y + k_{3x} x), \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{cases} h_{1x} = C \frac{k_y}{k_0} \exp(-ik_y y - k_{1x} x), \\ h_{2x} = \frac{\exp(-ik_y y)}{k_0 \mu_{\perp}} \left(A \left(k_y - \frac{v}{\mu} k_{2x} \right) \times \right. \\ \left. \times \exp(k_{2x} x) + B \left(k_y + \frac{v}{\mu} k_{2x} \right) \exp(-k_{2x} x) \right), \\ h_{3x} = D \frac{k_y}{k_0} \exp(-ik_y y + k_{3x} x), \end{cases} \quad (2)$$

$$\begin{cases} h_{1y} = iC \frac{k_{1x}}{k_0} \exp(-ik_y y - k_{1x} x), \\ h_{2y} = \frac{i \exp(-ik_y y)}{k_0 \mu_{\perp}} \left(A \left(\frac{v}{\mu} k_y - k_{2x} \right) \times \right. \\ \left. \times \exp(k_{2x} x) + B \left(\frac{v}{\mu} k_y + k_{2x} \right) \exp(-k_{2x} x) \right), \\ h_{3y} = -iD \frac{k_{1x}}{k_0} \exp(-ik_y y + k_{3x} x), \end{cases} \quad (3)$$

где A, B, C, D – произвольные постоянные, k_{jx} и k_y – проекции волнового вектора, связанные соотношением

$$k_{jx}^2 = k_y^2 - q_j^2, \quad (4)$$

$q_1^2 = \varepsilon_1 k_0^2$, $q_2^2 = k_0^2 \varepsilon_2 \mu_{\perp}$, $q_3^2 = k_0^2 \varepsilon_3$, $k_0 = \omega/c$, $\omega = 2\pi f$, c – скорость света в вакууме, μ и v – диагональная и недиагональная компоненты тензора $\vec{\mu}_2$: $\mu = 1 + \omega_M \omega_H (\omega_H^2 - \omega^2)^{-1}$, $v = \omega_M \omega (\omega_H^2 - \omega^2)^{-1}$, $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = 4\pi \gamma M_0$, γ – гиромагнитная постоянная, $4\pi M_0$ – намагниченность насыщения феррита, а $\mu_{\perp} = (\mu^2 - v^2)/\mu$. Ради простоты изложения будем считать, что полупространства 1 и 3 представляют собой вакуум с диэлектрическими и магнитными проницаемостями $\mu_1 = \mu_3 = \varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1$.

Исходя из уравнений векторного анализа (см., например, [18]), запишем уравнения для векторных линий СВЧ магнитных величин спиновой волны в каждой из сред ($j = 1, 2, 3$):

$$\begin{aligned} \frac{dx}{\text{Re}(h_{jx})} &= \frac{dy}{\text{Re}(h_{jy})}, \\ \frac{dx}{\text{Re}(b_{jx})} &= \frac{dy}{\text{Re}(b_{jy})}, \quad \frac{dx}{\text{Re}(m_{jx})} = \frac{dy}{\text{Re}(m_{jy})}. \end{aligned} \quad (5)$$

Отметим, что структура величин \vec{h} и \vec{m} уже рассматривалась ранее в работах [1, 3, 4], а структура по-

¹ Некоторые из полученных ниже результатов были кратко изложены недавно в [17].

ля \vec{e} – в работах [6, 8, 10, 16], поэтому остановимся подробнее на выводе уравнения для векторных линий магнитной индукции \vec{b} . Как известно [1, 4], в ферритовом слое справедливы соотношения

$$\begin{aligned} \vec{b}_2 &= \vec{h}_2 + 4\pi\vec{m}_2, \text{ или } \vec{b}_2 = \vec{\mu}_2\vec{h}_2, \\ \text{или } \begin{cases} b_{2x} = \mu h_{2x} + ivh_{2y}, \\ b_{2y} = -ivh_{2x} + \mu h_{2y}. \end{cases} \end{aligned} \quad (6)$$

Подставляя в соотношения (6) выражения для компонент h_{2x} и h_{2y} из (2) и (3), несложно привести (6) к виду

$$\begin{cases} b_{2x} = k_y \exp(-ik_y y) \times \\ \times (A \exp(k_{2x} x) + B \exp(-k_{2x} x)) / k_0, \\ b_{2y} = -ik_{2x} \exp(-ik_y y) \times \\ \times (A \exp(k_{2x} x) - B \exp(-k_{2x} x)) / k_0. \end{cases} \quad (7)$$

Сравнивая выражения (7) и (1), видно, что справедливо соотношение

$$b_{2x} = e_{2z} k_y / k_0. \quad (8)$$

Подставляя выражения (7) в (5), можно записать (5) в виде уравнения:

$$\frac{(A/B) \exp(2k_{2x} x) - 1}{(A/B) \exp(2k_{2x} x) + 1} dx - \frac{k_y}{k_{2x}} \operatorname{ctg}(k_y y) dy = 0. \quad (9)$$

Интегрируя уравнение (9) (вычисление соответствующих интегралов можно найти, например, в [19] – см. интегралы № 418, 454, 455), получим в итоге следующее уравнение для векторных линий СВЧ магнитной индукции \vec{b}_2 спиновой волны внутри ферритового слоя (для интервала значений $0 \leq x \leq s$):

$$k_{2x} x - \ln |1 + \xi \exp(2k_{2x} x)| - \ln |\sin(k_y y)| = k_y C_{b2}. \quad (10)$$

Здесь C_{b2} – константа, возникающая при интегрировании, а величину ξ , равную отношению A/B , можно найти тем же способом, что в работе [10] (см., например, выражения² (21) и (22) в [10]) и записать ее в следующем виде:

$$\xi = \frac{A}{B} = \frac{k_{2x} + k_y \nu / \mu - k_{1x} \mu_{\perp}}{k_{2x} - k_y \nu / \mu + k_{1x} \mu_{\perp}} \exp(-2k_{2x} s). \quad (11)$$

Поскольку векторные линии рассчитывают для определенной спиновой волны, имеющей конкретное значение волнового числа k_y , то удобно произведение $k_y C_{b2}$ обозначить через C_{b2} , а уравнение (10) записать в виде

$$|\sin(k_y y)| = \frac{\exp(k_{2x} x - C_{b2})}{|1 + \xi \exp(2k_{2x} x)|}. \quad (12)$$

² Отметим, что в работе [10] через ξ обозначена другая величина $\xi = B \exp(2k_{2x} s) / A$.

Аналогичным образом, подставляя в (5) выражения для компонент h_{2x} и h_{2y} из (2) и (3), можно получить уравнения для векторных линий СВЧ магнитного поля \vec{h} спиновой волны внутри слоя феррита (для интервала значений $0 \leq x \leq s$)

$$\begin{aligned} |\sin(k_y y)| &= \left| 1 + \frac{\nu k_{2x}}{\mu k_y} + \xi \left(1 - \frac{\nu k_{2x}}{\mu k_y} \right) \right| \times \\ &\times \exp(2k_{2x} x) \left| \frac{1}{1 + (k_0/k_y)^2 \nu^2 / \mu} \right| \times \\ &\times \exp \left(k_y x \frac{\nu k_y + \mu k_{2x}}{\mu k_y + \nu k_{2x}} - C_{h2} \right) \end{aligned} \quad (13)$$

и в полупространствах вакуума I (для $x > s$) и 3 (для $x < 0$) соответственно

$$|\sin(k_y y)| = \exp(k_{1x} x - C_1), \quad (14)$$

$$|\sin(k_y y)| = \exp(-k_{3x} x - C_3). \quad (15)$$

Очевидно, что уравнения (14) и (15) для векторных линий магнитного поля \vec{h} в вакууме являются также уравнениями и для векторных линий магнитной индукции \vec{b} , поскольку в вакууме $\vec{b} \equiv \vec{h}$. В уравнениях (13)–(15) C_1, C_3 и C_{h2} – возникающие при интегрировании константы, аналогичные величине C_{b2} в (12).

2. УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ВЕКТОРНЫХ ЛИНИЙ СВЧ НАМАГНИЧЕННОСТИ ПОВЕРХНОСТНОЙ СПИНОВОЙ ВОЛНЫ

Получим теперь уравнения для векторных линий СВЧ намагниченности. Очевидно, что в полупространствах вакуума I и 3 намагниченность равна нулю, а внутри ферритовой пластины, как известно, высокочастотные намагниченность и магнитное поле связаны соотношениями

$$\begin{cases} m_{2x} = \chi h_{2x} + i\chi_a h_{2y}, \\ m_{2y} = -i\chi_a h_{2x} + \chi h_{2y}, \end{cases} \quad (16)$$

где χ и χ_a – соответственно диагональная и недиагональная компоненты тензора магнитной восприимчивости феррита, причем $\chi = \eta \omega_H$, $\chi_a = \eta \omega$, $\eta = \gamma M_0 (\omega_H^2 - \omega^2)^{-1}$.

Подставляя выражения для компонент h_{2x} и h_{2y} из (2) и (3) в (16), получим

$$\begin{cases} m_{2x} = \frac{\eta}{\mu_{\perp} k_0} (AA_x \exp(k_{2x} x) + \\ + BB_x \exp(-k_{2x} x)) \exp(-ik_y y), \\ m_{2y} = i \frac{\eta}{\mu_{\perp} k_0} (AA_y \exp(k_{2x} x) - \\ - BB_y \exp(-k_{2x} x)) \exp(-ik_y y), \end{cases} \quad (17)$$

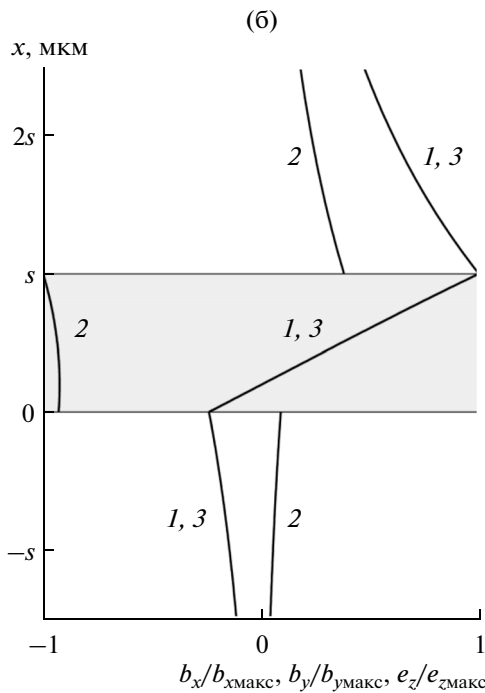
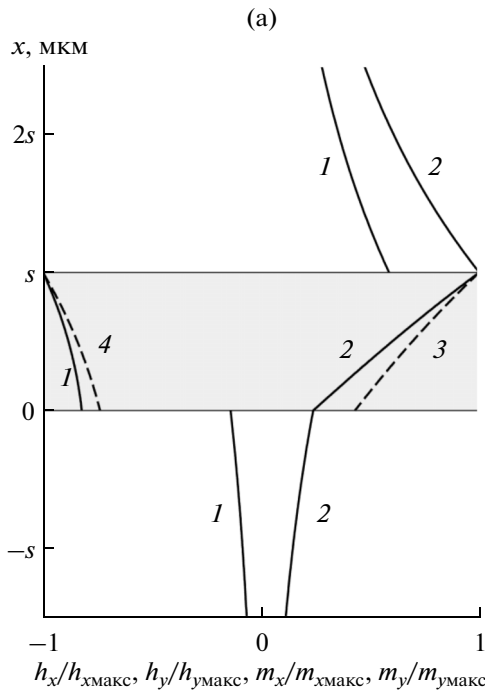


Рис. 2. Распределение нормированных амплитуд СВЧ компонент магнитного поля h_x и h_y , намагниченности m_x и m_y , магнитной индукции b_x и b_y и электрического поля e_z в направлении, перпендикулярном плоскости ферритовой пластины: а) 1 – $h_x/h_{\text{хмакс}}$, 2 – $h_y/h_{\text{умакс}}$, 3 – $m_x/m_{\text{хмакс}}$, 4 – $m_y/m_{\text{умакс}}$; б) 1 – $b_x/b_{\text{хмакс}}$, 2 – $b_y/b_{\text{умакс}}$, 3 – $e_z/e_{z\text{макс}}$.

где коэффициенты A_x, A_y, B_x и B_y определяются выражениями

$$A_x = \omega_H k_y - \omega_H \frac{V}{\mu} k_{2x} - \omega \frac{V}{\mu} k_y + \omega k_{2x}, \quad (18)$$

$$A_y = -\omega k_y + \omega \frac{V}{\mu} k_{2x} + \omega_H \frac{V}{\mu} k_y - \omega_H k_{2x}, \quad (19)$$

$$B_x = \omega_H k_y + \omega_H \frac{V}{\mu} k_{2x} - \omega \frac{V}{\mu} k_y - \omega k_{2x}, \quad (20)$$

$$B_y = -\omega k_y - \omega \frac{V}{\mu} k_{2x} + \omega_H \frac{V}{\mu} k_y + \omega_H k_{2x}. \quad (21)$$

Подставляя (17) в (5), получим следующее уравнение для векторных линий СВЧ-намагниченности в ферритовом слое:

$$k_y x \frac{B_y}{B_x} + \frac{k_y}{k_{2x}} \frac{A_y B_x - A_x B_y}{2A_x B_x} \times \quad (22)$$

$$\times \ln |B_x + A_x \xi \exp(2k_{2x} x)| - \ln |\sin(k_y y)| = k_y C'_{m2},$$

которое также можно записать в виде

$$|\sin(k_y y)| = |B_x + A_x \xi \exp(2k_{2x} x)|^{\frac{k_y}{k_{2x}} \frac{A_y B_x - A_x B_y}{2A_x B_x}} \times \exp\left(k_y x \frac{B_y}{B_x} - C'_{m2}\right), \quad (23)$$

где C'_{m2} – константа, возникающая при интегрировании, а $C_{m2} = k_y C'_{m2}$.

3. СТРУКТУРА ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ПОВЕРХНОСТНОЙ СПИНОВОЙ ВОЛНЫ

Изменение нормированных амплитуд магнитного поля, магнитной индукции, намагниченности и электрического поля спиновой волны вдоль координаты x представлено на рис. 2, а структура линий магнитных величин – на рис. 3. Расчеты выполнены для наиболее типичных параметров внешнего магнитного поля, ферритовой пластины и спиновой волны: $H_0 = 300$ Э, $\epsilon_2 = 15$, $4\pi M_0 = 1750$ Гс, $s = 10$ мкм, $k_y = 500$ см⁻¹ (при данном значении k_y спиновая волна имеет длину $\lambda = 2\pi/k_y = 125.7$ мкм и частоту $f = 2938$ МГц). Изменение амплитуд компонент $e_{jz}, h_{jx}, h_{jy}, b_{jx}, b_{jy}, m_{jx}$ и m_{jy} спиновой волны на рис. 2 рассчитано по формулам (1)–(3), (7), (17). Ради удобства сопоставления данных на рис. 1–3 ось x везде изображена вертикально (хотя на рис. 2 ось x является осью независимой переменной, а горизонтальная ось описывает значения амплитуд, рассчитанные для конкретных значений x).

По изменению зависимостей $e_z(x)$ и $b_x(x)$ прежде всего видно, что внутри ферритовой пластины существует координата $x = x_0$, при которой вели-

чины e_z и b_x , проходя через ноль, меняют знак³ (рис. 2б, кривые 1 и 3). Для значения x_0 легко получить формулу (полагая в (1) или в (7) $e_z = 0$ или $b_x = 0$)

$$x_0 = \frac{1}{2k_{2x}} \ln \left| -\frac{1}{\xi} \right|. \quad (24)$$

При выбранных значениях параметров величина x_0 равна 1.97 мкм.

При расчете семейства линий магнитного поля, магнитной индукции и намагниченности параметры C_{h2} , C_{b2} , C_{m2} , C_1 и C_3 задавались таким образом, чтобы линии полей \vec{h} и \vec{b} совпадали в вакууме и оставались непрерывными при пересечении границ между средами. В частности, четыре линии магнитного поля \vec{h}_2 , показанные на рис. 3а, рассчитаны при следующих значениях C_{h2} : -1.92 , -1.66 , -1.2 и -0.2 рад. Параметры C_1 и C_3 , рассчитанные по заданным значениям C_{h2} из условия непрерывности линий поля \vec{h} на границах, соответственно принимали значения 0.68 , 0.94 , 1.4 , 2.4 рад и 0.25 , 0.71 , 1.71 рад (поскольку лишь три из четырех линий магнитного поля выходят в полупространство 3, то значения постоянной C_3 соответствуют трем последним значениям параметра C_{h2}). Отметим, что значениям $C_{h2} = -1.92$ рад и $C_1 = 0.68$ рад соответствует замкнутая линия поля \vec{h} наименьшей длины, а значениям $C_{h2} = -0.2$ рад, $C_1 = 2.4$ рад и $C_3 = 1.71$ рад – линия наибольшей длины (см. рис. 3а).

Затем были рассчитаны семь линий магнитной индукции \vec{b}_2 в феррите (рис. 3в). Семь значений параметра C_{b2} для этих линий вычислялись по известным четырем значениям параметра C_1 и трем значениям параметра C_3 и принимали значения: -0.47 , -0.73 , 1.19 , 2.19 , 1.97 , 2.43 и 3.43 рад. При использованном порядке расчета векторных линий поле \vec{h} и индукция \vec{b} при наложении совпадают в вакууме и соответствуют друг другу в феррите.

Параметр C_{m2} , описывающий линии намагниченности \vec{m}_2 в феррите (рис. 3б) и рассчитанный по известным величинам C_{h2} , принимал следующие значения: -15.98 , -15.7 , -15.28 и -14.3 рад.

Рассмотрим теперь, как на рис. 3 определить направления всех кривых, т.е. сделать рассчитанные кривые векторными линиями СВЧ-полей. Зафиксируем для простоты координату y : пусть $y = \lambda/10$. Предположим, что вдоль прямой $y = \lambda/10$ справедливы неравенства $h_x < 0$ при $x < s$ и $h_x > 0$ при $x > s$ (в соответствии с изменением кри-

³ Изменение знака зависимости $e_z(x)$ было обнаружено ранее [6, 8, 10, 16].

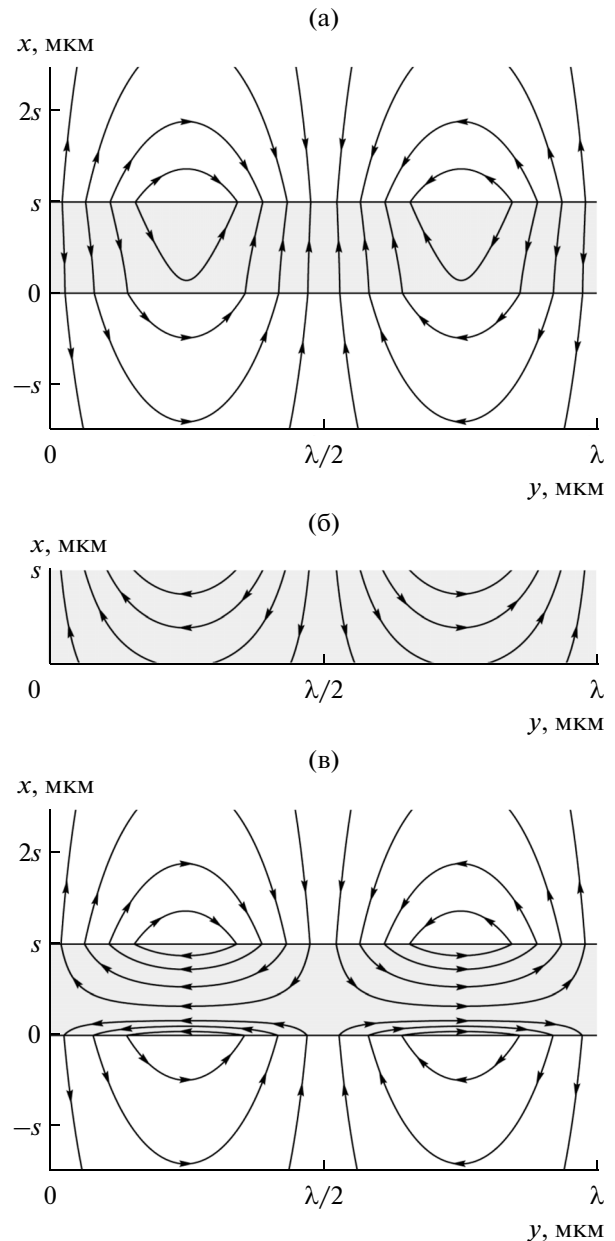


Рис. 3. Структура СВЧ магнитного поля (а), намагниченности (б) и магнитной индукции (в) поверхностной спиновой волны в ферритовой пластине толщиной s и в прилегающих полупространствах вакуума.

вой 1 на рис. 2а). Тогда при $y = \lambda/10$ и $x < s$ проекция любого вектора \vec{h} на ось x должна быть направлена противоположно оси x , а при $y = \lambda/10$ и $x > s$ – вдоль оси x . Точно так же при $y = \lambda/10$ проекция вектора намагниченности \vec{m} на ось x всегда направлена вдоль оси x , поскольку значения ком-

⁴ В соответствии с математическим смыслом векторных линий поля, здесь и ниже подразумевается любой вектор, построенный на рис. 2 по касательной к линии поля в точке пересечения этой линии с прямой $y = \lambda/10$.

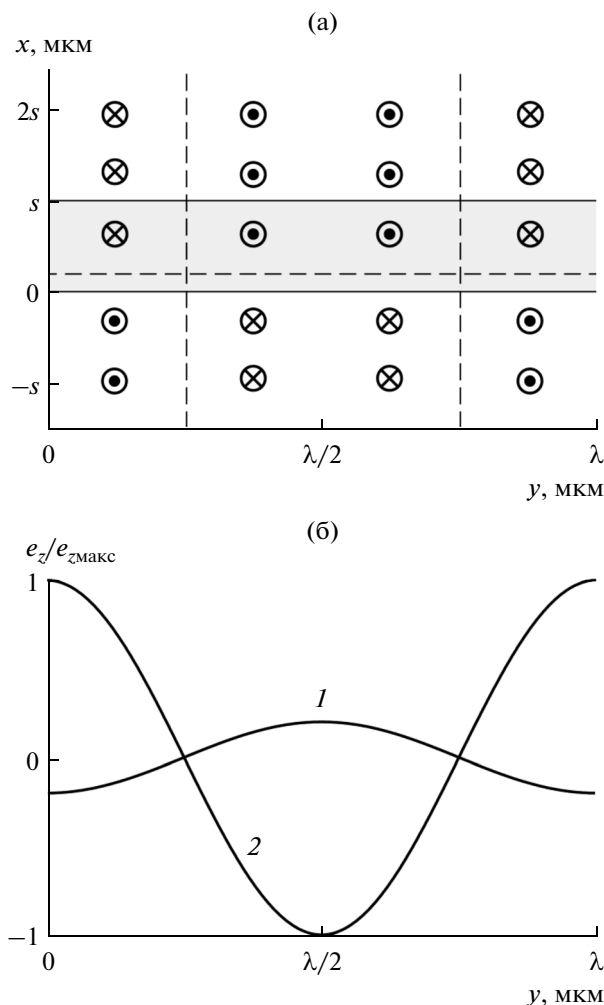


Рис. 4. Структура СВЧ электрического поля поверхностной спиновой волны в ферритовой пластине и в прилегающих полупространствах: а – схема ориентации векторов электрического поля: штриховыми прямыми показаны координаты $y = \lambda/4$, $y = 3\lambda/4$ и $x = x_0 = 1.97$ мкм; б – зависимость $e_z(y)$ при $x = 0$ и $x = s$ (кривые 1 и 2).

поненты m_{2x} всегда положительны (см. рис. 2а, кривая 3). При этом, исходя из изменения зависимости $b_x(x)$, для которой $b_x < 0$ при $x < x_0$ и $b_x > 0$ при $x > x_0$, (рис. 2б, кривая 1), будем полагать, что при $y = \lambda/10$ и $x < x_0$ проекция любого вектора \vec{b} на ось x должна быть направлена противоположно оси x , а при $y = \lambda/10$ и $x > x_0$ – вдоль оси x . Приведенные рассуждения позволяют определить направления векторных линий всех магнитных величин на рис. 3. Очевидно также, что для координаты y , лежащей на расстоянии $\lambda/2$ от выбранного значения $y = \lambda/10$, направления векторных линий всех СВЧ-величин следует изменить на противоположные (см. рис. 3).

Рассмотрим теперь, какую структуру образует поле \vec{e}_z в ферритовой пластине и прилегающих

полупространствах. Как следует из соотношения (8), внутри феррита величина e_{2z} будет равна нулю везде, где равна нулю компонента b_{2x} . Так, из рис. 3в видно, что $b_{2x} = 0$ в сечениях $y = \lambda/4 + n\lambda/2$ (где n – целое число), поэтому в этих сечениях и $e_{2z} = 0$. При этом для любого фиксированного значения x нормированная зависимость $e_z(y)$ представляет собой синусоиду⁵, которая принимает нулевые значения при $y = \lambda/4 + n\lambda/2$ и максимальные значения при $y = n\lambda/2$ (рис. 4б).

Вообще, чтобы представить себе структуру поля \vec{e}_z , соответствующую структуре магнитной индукции на рис. 3в, следует построить на этом рисунке прямые $y = \lambda/4$, $y = 3\lambda/4$ и $x = x_0 = 1.97$ мкм. Эти три прямые разобьют весь рисунок на прямоугольные области, внутри каждой из которых поле \vec{e}_z имеет одинаковое направление, а на самих прямых – $e_z = b_x = 0$. Как направлен вектор \vec{e}_z внутри каждой области, можно определить по знаку компоненты b_{yx} : если в данной области $b_{yx} > 0$, то вектор \vec{e}_z в данной области направлен вдоль оси z , а если $b_{yx} < 0$, то – противоположно оси z (в соответствии с соотношением (8)). Описанная выше структура СВЧ электрического поля \vec{e}_z спиновой волны показана на рис. 4а (координаты $y = \lambda/4$, $y = 3\lambda/4$ и $x = x_0 = 1.97$ мкм показаны штриховыми прямыми), а на рис. 5 представлена зависимость $e_z(x, y)$, соответствующая изменению магнитных величин на рис. 3. При сравнении рис. 3 и 4 видно, что электрическое поле e_z спиновой волны имеет максимальную амплитуду не в сечениях $y = \lambda/4 + n\lambda/2$, где расположены центры вихрей магнитной индукции спиновой волны, а в сечениях $y = n\lambda/2$ (где $b_y = 0$), находящихся между указанными значениями. Соответственно, зависимость $e_z(x, y)$ на рис. 5 имеет наибольший максимум в точках с координатами ($x = s$, $y = n\lambda/2$) и максимум с меньшей амплитудой и противоположным знаком – в точках с координатами ($x = 0$, $y = n\lambda/2$) (см. также кривые 1 на рис. 2б и 4б).

4. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ. О ВЕКТОРЕ ПОЙНТИНГА ПОВЕРХНОСТНОЙ СПИНОВОЙ ВОЛНЫ И О ЦЕЛЕСООБРАЗНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ ПРИ ОПИСАНИИ ЭТОЙ ВОЛНЫ

Итак, мы получили полное описание структуры векторных линий высокочастотного электромагнитного поля поверхностной спиновой волны,

⁵ Отметим, что при $x = x_0$ синусоида вырождается в прямую линию $e_z(y) = 0$, т.е. представляет собой синусоиду с нулевой амплитудой.

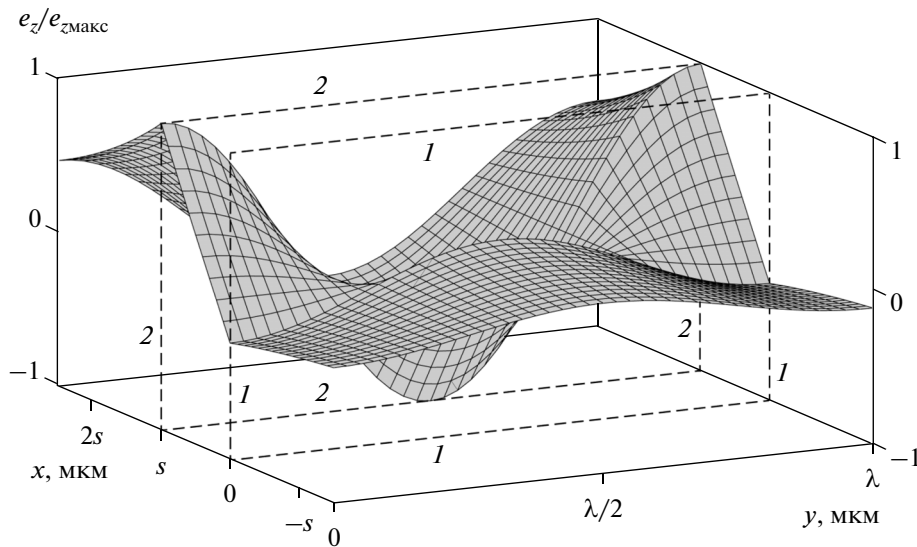


Рис. 5. Нормированная зависимость амплитуды СВЧ электрического поля e_z в плоскости xy . Контуры плоскостей $x = 0$ и $x = s$, ограничивающих ферритовую пластину, показаны прямыми 1 и 2 соответственно.

распространяющейся в касательно намагниченной ферритовой пластине перпендикулярно внешнему магнитному полю. Приступим теперь к анализу полученных зависимостей и структуры векторных линий, представленных на рис. 2–5.

Как показали расчеты, векторные линии СВЧ магнитного поля \vec{h} не имеют вихревой структуры (рис. 3а), тогда как векторные линии СВЧ магнитной индукции \vec{b} образуют противоположно направленные вихри, локализованные друг напротив друга вблизи обеих поверхностей ферритовой пластины (рис. 3в). Отметим также, что внутри ферритовой пластины направления векторов \vec{h} и \vec{b} существенно различаются, и в сечениях, проходящих через центры вихрей индукции, эти векторы направлены противоположно, хотя в окружающих пластину полупространствах векторы \vec{h} и \vec{b} совпадают (ср. рис. 3а и 3в). Такая ситуация возникает в силу справедливости равенства $\vec{b}_2 = \vec{h}_2 + 4\pi\vec{m}_2$, в котором слагаемые \vec{h}_2 и \vec{m}_2 также в целом направлены противоположно⁶ (ср. рис. 3а и 3б), причем, как правило, $m_2 > h_2$.

Следует обратить внимание, что векторные линии высокочастотного магнитного поля \vec{h} поверхностной спиновой волны исходят от той поверхности ферритовой пластины, вблизи которой локализована большая часть энергии волны. Такая структура магнитного поля дает возможность описывать поверхностную спиновую волну как движущуюся квазичастицу с магнитным зарядом

⁶ Это было установлено еще в работе [1].

(см., например, [20]), подобно тому как распределение намагниченности в феррите можно описать на языке магнитных зарядов [21].

Кроме того, в соответствии с уравнениями Максвелла в структуре высокочастотного электромагнитного поля спиновой волны проявляется явная взаимосвязь между изменением электрического поля и положением вихрей магнитной индукции: находящаяся внутри ферритового слоя плоскость $x = x_0 = 1.97$ мкм, на которой амплитуда электрического поля равна нулю, является границей между двумя противоположно направленными вихрями магнитной индукции (см. кривые 1 и 3 на рис. 2б, рис. 3в, 4а и 5). Величина x_0 не является фиксированной, а зависит от параметров структуры и самой спиновой волны в соответствии с выражениями (24) и (11). На рис. 6 показано изменение границы x_0 в зависимости от волнового числа k_y (постоянной распространения) спиновой волны для приведенных выше параметров структуры. Как видно из рис. 6, зависимость $x_0(k_y)$ имеет максимум при $k_y = 5.1$ см⁻¹ со значением $x_0 = 3.06$ мкм. Отметим, что противоположно направленные вихри магнитной индукции отделяет друг от друга не только граница $x = x_0$, но и границы $y = n\lambda/2$, перпендикулярные поверхностям ферритовой пластины, причем электрическое поле e_z вдоль этих границ принимает максимальные значения (рис. 3–5).

Для полноты описания свойств исследуемой волны необходимо ответить еще на следующие вопросы. Как будет направлен вектор Пойнтинга (усредненная во времени плотность потока электромагнитной энергии) поверхностной спиновой

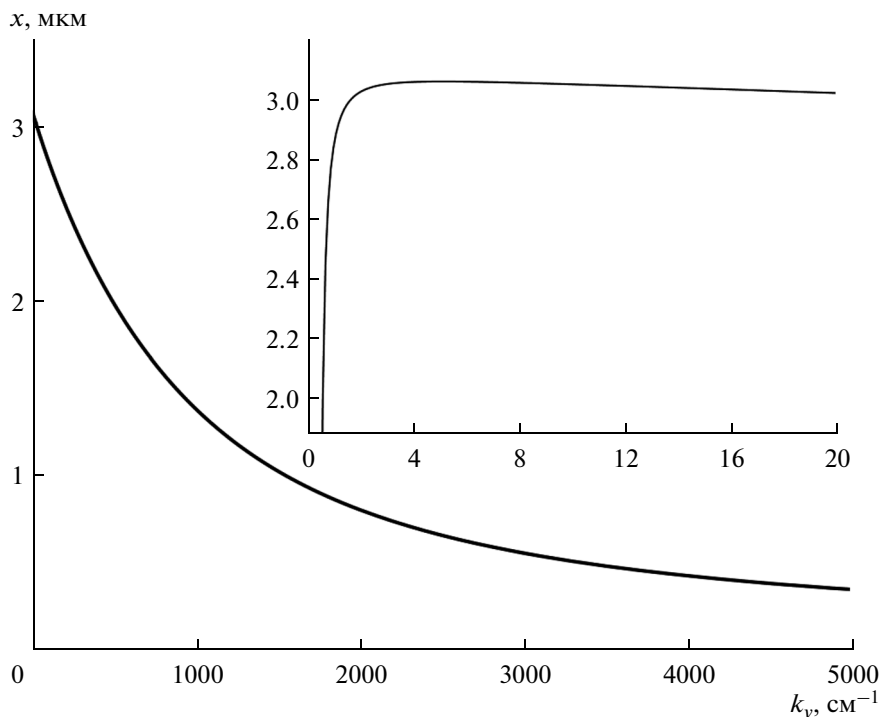


Рис. 6. Зависимость координаты x_0 , определяющей положение границы между вихрями высокочастотной магнитной индукции, от волнового числа (постоянной распространения) спиновой волны k_y для ферритовой пленки толщиной 10 мкм; на вставке — увеличенный фрагмент.

волны? В каком направлении будет переносить энергию поверхностная спиновая волна?

Очевидно, что величина и направление вектора Пойнтинга \vec{P}_y поверхностной спиновой волны определяются выражением

$$\vec{P} = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re}[\vec{e}\vec{h}^*], \quad (25)$$

где символом * обозначена операция комплексного сопряжения. Подставляя в (25) выражения (1)–(3) для компонент электромагнитного поля, легко найти, что поверхностная спиновая волна в ферритовой пластине будет иметь только одну действительную и отличную от нуля y -компоненту вектора Пойнтинга P_{jy}

$$P_{jy} = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re}(e_{jz} h_{jx}^*). \quad (26)$$

Чтобы получить формулы, описывающие y -компоненту вектора Пойнтинга для каждой из сред ($j = 1, 2, 3$), необходимо подставить в (26) соответствующие компоненты из выражений (1)–(3). Можно также использовать формулы (25)–(27), полученные в работе [10] для структуры феррит–диэлектрик–металл, полагая в этих формулах бесконечной⁷ толщину диэлектрика w . Нормиро-

⁷ Очевидно, если положить в этих формулах $w \rightarrow \infty$, то структура феррит–диэлектрик–металл превратится в ферритовую пластину.

ванные зависимости величины вектора Пойнтинга P_y для поверхностной спиновой волны в ферритовой пластине (при $w \rightarrow \infty$) также можно найти в работе [10], в которой на рис. 4а видно, что хотя величина P_y и меняет знак внутри ферритового слоя⁸ при $x = x_0$, однако общий интегральный поток Π для геометрии ферритовой пластины всегда оказывается положительным, и поэтому поверхностная спиновая волна всегда переносит энергию в направлении волнового вектора \vec{k}_y (подробнее о вычислении и физическом смысле общего потока Π спиновой волны см. [10]).

Ответим теперь еще на один важный вопрос: целесообразно ли использовать магнитостатическое приближение при описании поверхностной спиновой волны с коллинеарными групповой и фазовой скоростями? Попробуем разобраться,

⁸ В работе [10] на рис. 4а представлены нормированные зависимости величины вектора Пойнтинга P_y для тех же самых параметров структуры, что и в данной работе, отличается лишь значение волнового числа: в [10] было принято $k_y = 1000 \text{ см}^{-1}$, в данной работе — $k_y = 500 \text{ см}^{-1}$. Поэтому в работе [10] и в данной работе получились разные значения величины x_0 : 1.35 и 1.97 мкм соответственно (что видно и по зависимости $x_0(k_y)$ на рис. 6). Однако проводимый здесь качественный анализ величин P_y и Π не зависит от величин x_0 и справедлив для поверхностной спиновой волны с любыми параметрами.

что мы приобретаем и что мы теряем при описании спиновой волны на основе магнитостатического приближения.

Прежде всего, как видно из приведенных в данной работе несложных формул, описание спиновой волны без использования магнитостатического приближения в математическом отношении является столь же простым, как и описание этой волны в магнитостатическом приближении, которое дано в [1]. Выясним теперь, стоит ли учитывать электрическое поле спиновой волны. Как видно из соотношения (8), внутри феррита выполняется соотношение $e_{2z}/b_{2x} = k_0/k_y$. Из этого следует, что для больших значений k_y амплитуда электрического поля e_{2z} намного меньше амплитуды x -компоненты индукции b_{2x} . Этот факт – малость e_{2z} по сравнению с b_{2x} и другими магнитными величинами – часто служит дополнительным обоснованием целесообразности использования магнитостатического приближения при описании спиновой волны. При этом фактически мы просто договариваемся не обращать внимания на наличие у волны электрического поля. Но насколько это обосновано? Ведь электрическое поле спиновой волны определяет ее вектор Пойнтинга в соответствии с формулами (25) и (26)⁹. Кроме того, как видно из полученных выше результатов, например, по изменению поля e_{2z} вдоль оси x , можно судить о положении границы между противоположно направленными вихрями магнитной индукции: координата $x = x_0$, при которой $e_{2z} = 0$ и определяет положение этой границы. Конечно, можно просто не обращать внимания на эту фундаментальную взаимосвязь между электрическими и магнитными величинами спиновой волны. Каждый исследователь сам выбирает, нужна ли ему информация о структуре всего электромагнитного поля спиновой волны или нет. Очевидно, что если необходимо рассчитать лишь дисперсионную зависимость поверхностной спиновой волны для больших значений k_y , то для этого можно воспользоваться и более упрощенным описанием спиновой волны в магнитостатическом приближении.

Другое дело, когда речь идет об использовании магнитостатического приближения для описания спиновых волн с неколлинеарными групповой и фазовой скоростями. В этом случае возникающие математические трудности не позволяют строго и

⁹ Отметим, что ранее в магнитостатическом приближении для вектора Пойнтинга была получена формула $\vec{P} = -\omega \text{Re}(i\Psi\vec{b})/8\pi$, где Ψ – магнитный потенциал, а \vec{b} – вектор магнитной индукции (см. [2], [13–15]). Однако, как было показано в [10], эта формула приводит к ошибочным результатам.

просто описать спиновые волны и, конечно, без использования магнитостатического приближения не обойтись.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены уравнения для векторных линий СВЧ магнитного поля, магнитной индукции и намагниченности поверхностной спиновой волны, распространяющейся перпендикулярно однородному внешнему магнитному полю в касательно намагниченной до насыщения ферритовой пластине, и рассчитана структура этих векторных линий. Найдено, что векторные линии магнитной индукции волны образуют противоположно направленные вихри, локализованные вблизи обеих поверхностей ферритовой пластины, тогда как векторные линии магнитного поля волны не характеризуются вихревой структурой. Обнаружено, что хотя в окружающих пластину полупространствах векторы магнитного поля и магнитной индукции волны совпадают, внутри ферритовой пластины направления этих векторов существенно различаются, причем в сечении, проходящем через центры вихрей индукции, эти векторы направлены противоположно. Показано, что структуры электрического поля и магнитной индукции спиновой волны взаимосвязаны: внутри ферритового слоя существует плоскость, на которой амплитуда электрического поля равна нулю и которая одновременно является границей между двумя противоположно направленными вихрями магнитной индукции, локализованными друг напротив друга вблизи обеих поверхностей ферритовой пластины. Полученные зависимости и картины векторных линий существенно расширяют наши представления о структуре СВЧ-полей и физических свойствах поверхностной спиновой волны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Damon R.W., Eshbach J.R. // J. Phys. Chem. Solids. 1961. V. 19. № 3/4. P. 308.
2. Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Изд-во Саратов. гос. ун-та, 1993.
3. Данилов В.В., Зависляк И.В., Балинский М.Г. Спин-волновая электродинамика. Киев: Либидь, 1991.
4. Гуревич А.Г., Мелков Г.А., Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994.
5. Вашковский А.В., Локк Э.Г. // РЭ. 2001. Т. 46. № 6. С. 729.
6. Вашковский А.В., Локк Э.Г. // РЭ. 2001. Т. 46. № 10. С. 1257.
7. Вашковский А.В., Локк Э.Г. // РЭ. 2002. Т. 47. № 1. С. 97.
8. Локк Э.Г. // РЭ. 2005. Т. 50. № 1. С. 74.

9. *Вашковский А.В., Локк Э.Г.* // РЭ. 2009. Т. 54. № 4. С. 476.
10. *Вашковский А.В., Локк Э.Г.* // Успехи физ. наук. 2011. Т. 181. № 3. С. 293.
11. *Вашковский А.В., Локк Э.Г.* // РЭ. 2012. Т. 57. № 5. С. 541.
12. *Локк Э.Г.* // РЭ. 2014. Т. 59. № 7. С. 711.
13. *Gupta S.S., Srivastava N.C.* J. Appl. Phys. 1979. V. 50. № 11. P. 6697.
14. *Gupta S.S.* IEEE Trans. on Magn. 1982. V. 18. № 6. P. 1639.
15. *Stancil D.D., Prabhakar A.* Spin Waves: Theory and Applications, Business Media, N. Y.: Springer Science, 2009.
16. *Локк Э.Г.* Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. М.: ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 2008, 403 с.
17. *Lock E.H.* Solid State Phenomena. 2015. V. 233–234. P. 476.
18. *Краснов М.Л., Киселев А.И., Макаренко Г.И.* Векторный анализ. М.: Наука, 1978.
19. *Бронштейн И.Н., Семендяев К.А.* Справочник по математике. М.: Наука, 1986.
20. *Зубков В.И., Щеглов В.И.* // РЭ. 2001. Т. 46. № 4. С. 433.
21. *Вонсовский С.В., Шур Я.С.* Ферромагнетизм. М.: ОГИЗ, 1948.