1990 ЖУРНАЛ ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ Том 60, в. 8
1990 JOURNAL OF TECHNICAL PHYSICS Vol. 60, N 8

01; 09

ВОЗБУЖДЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН АНТЕННАМИ СЛОЖНОГО ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ

В. Ф. Дмитриев

Построена самосогласованная теория возбуждения спиновых волн антенной сложного поперечного сечения. Сформулировано и решено сингулярное интегральное уравнение для плотности поверхностного тока в антенне. В безобменном приближении рассчитан комплексный импеданс антенны и переменная намагниченность, возбуждаемая в ферромагнитной пленке, намагниченной до насыщения однородным постоянным магнитным полем.

В качестве примера использования предложенной теории выполнен расчет амплитудно-частотной характеристики спин-волнового фильтра с геометрией электродов антенны, близкой к оптимальной.

Введение

Практически все теоретические работы по возбуждению спиновых волн выполнены для планарных микрополосковых антенн [1-5]. Достоинством планарных микрополосковых антенн является их технологичность и простота конструкции. Существо же основного недостатка состоит в следующем. Частотная характеристика селективного спин-волнового устройства, например фильтра, определяется главным образом соответствующим выбором микрополосковой антенной системы. Выбором геометрии антенны фактически задается пространственное распределение поверхностного тока. Получить близкое к необходимому распределение поверхностного тока в антенне можно аподизацией и «взвешиванием» [4] отдельных элементов антенны. Вместе с тем распределение поверхностного тока в антенной системе описывается интегральным уравнением [5], и управлять распределением поверхностного тока в отдельном элементе антенной системы не представляется возможным. Эта особенность планарных полосковых антенн существенно ухудшает параметры спин-волновых устройств, в частности коэффициент прямоугольности и уровень боковых лепестков. В связи с этим представляют интерес антенны, имеющие дополнительный фактор управления частотной характеристикой, которым можно было бы компенсировать не устраивающее нас распределение тока как в пределах отдельного полоска, так и в пределах нескольких полосков или даже во всей антенной системе. Такой антенной является антенна с плавно изменяющимся зазором между поверхностью антенны и волноведущей средой — антенна с криволинейным профилем поперечного сечения.

Целью статьи является построение теории возбуждения спиновых волн антеннами сложного поперечного сечения.

Возбуждение волн намагниченности

Будем рассматривать возбуждение спиновых волн полем антенной системы (рис. 1), состоящей из N проводов, параллельных оси η, со сверхвысокочастотным поверхностным током $J^s(\xi, \zeta)=(I_n/l_n) j(\zeta)\delta[f(\zeta)-\xi]$, где I_n — полный ток на входе n-го элемента антенной системы; l_n — его периметр; $f(\zeta)$ — функция, описывающая расстояние между поверхностным током и поверхностью ферромагнитной пленки; $\delta[f(\zeta)-\xi]$ — дельта функция Дирака. Пусть поперечное сечение проводов имеет произвольную форму. Для удобства расчета будем использовать две системы координат. Одна из них xyz связана с направлением постоянного намагничивания $\mathbf{H}$, другая $\xi\eta\zeta$ — с осью антенной системы. Переход от системы координат hyz к системе координат $\xi\eta\zeta$ будем задавать матрицей поворота $\hat{U}_{\varphi,\theta}$, причем угол θ образован осью z ($\mathbf{H}$) и проекцией $\mathbf{H}$ на плоскость $\eta 0\zeta$, а угол φ — проекцией $\mathbf{H}$ на плоскость $\eta 0\zeta$ и направлением распространения спиновой волны (ось ζ).

Задача установления связи между амплитудой возбуждаемой волны намагниченности и видом возбуждающего источника магнитного поля была решена в работах [6, 7] на основе совместного интегрирования уравнений Максвелла и уравнения движения намагниченности Ландау-Лифшица. Здесь мы воспользуемся их результатами. Однако в целях упрощения используемых соотношений анализ будем проводить для волны основного типа в свободной (не экранированной) ферромагнитной пленке и в безобменном приближении. Вместе с тем используемый метод расчета позволяет достаточно просто учесть влияние как металлических экранов, так и обменного взаимодействия на эффективность возбуждения волн намагниченности.

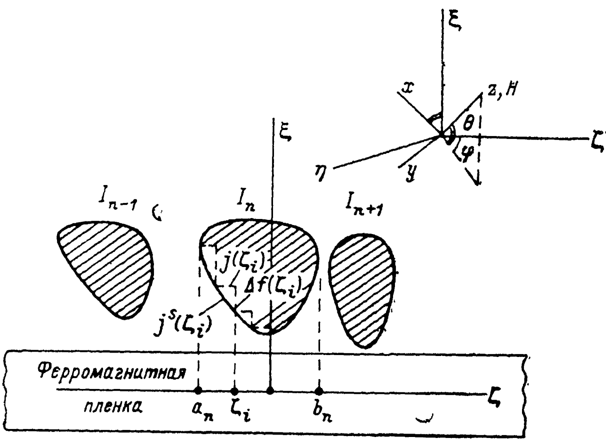

Рис. 1. Профиль исследуемой антенной системы.

Выражение для переменной намагниченности, описывающее отклик спин-системы ферромагнитной пленки на пространственно неоднородное переменное магнитное поле $\mathbf{h}^s(\xi, \zeta)$, полученное в [7], имеет вид

$$\mathbf{m}(\xi, \zeta) = \frac{\Phi(\xi)}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{h}_k^{\text{ср}}(k) \frac{\hat{G}_h(k)}{\omega^2(k) - \omega^2} e^{-ik\zeta} dk, \tag{1}$$

где $\Phi(\xi)$ — функция, описывающая распределение переменной намагниченности по толщине пленки [7]; k — волновое число спиновой волны; $\omega(k)$ — спектр спиновых волн [7]; ω — частота возбуждения.

Усредненная по толщине пленки фурье-компонента стороннего возбуждающего поля $\mathbf{h}_k^{\text{ср}}(k)$ определена следующим образом:

$$\mathbf{h}_k^{\text{ср}}(k) = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(\xi)\, \mathbf{h}^s(\xi, \zeta)\, e^{ik\zeta} d\zeta d\xi, \tag{2}$$

где $\mathbf{h}^s(\xi, \zeta)$ — стороннее возбуждающее поле, L — толщина пленки.

Тензор $\hat{G}_h(k)$ в системе координат xyz имеет компоненты

$$G_h^{xx} = \omega_M(\omega_H + \omega_M P \sin^2\varphi),$$

$$G_h^{yy} = \omega_M\{\omega_H + \omega_M[(1-P)\cos^2\varphi + P\sin^2\theta\cos^2\varphi]\},$$

$$G_h^{xy} = (G_h^{yx})^* = i\omega_M(\omega + i\omega_M P\cos\varphi\sin\varphi\cdot\sin\theta),$$

где $P=1-[1-\exp(-\mathrm{k}L)]/kL$, $\omega_H=\gamma H$, $\omega_M=\gamma M_0$, γ — гиромагнитное отношение, M_0 — равновесная намагниченность.

Перевод тензора $\hat{G}_h(k)$ из системы кординат xyz в систему координат $\xi\eta\zeta$, используемую далее, выполняется с помощью матрицы поворота $\hat{U}_{\varphi,\,\theta}$

$$\hat{G}_h^{(\xi\eta\zeta)}(k)=\hat{U}_{\varphi,\,\theta}\hat{G}_h^{(xyz)}(k)\,\hat{U}^{-1}_{\varphi,\,\theta}. \tag{3}$$

Выражение (1) можно использовать для вычисления переменной намагниченности, возбуждаемой любым источником переменного магнитного поля, если известна его фурье-компонента. Определим фурье-компоненту магнитного поля антенной системы (рис. 1). Для этого заменим непрерывное в пределах каждого электрода распределение поверхностного тока $J^s(\xi,\,\zeta)$ ступенчатым с длиной ступени $\Delta\zeta_n$. Полагая $\Delta\zeta_n$ достаточно малым, таким, что на i-й ступени $j(\zeta)\simeq j(\zeta_i)$, $j^s(\zeta)\simeq j^s(\zeta_i)$, и используя равенство полных токов, протекающих на электроде в пределах ступени и на самой ступени, определим плотность тока на i-й ступени

$$j(\zeta_i)=\frac{I_n}{l_n}j^s(\zeta_i)\sqrt{1+\left[\frac{\Delta f(\zeta_i)}{\Delta\zeta_n}\right]^2}, \tag{4}$$

где $\Delta f(\zeta_i)$ — высота i-й ступени.

Таким образом, исходная система электродов с поверхностным током $J^s(\xi,\,\zeta)$ моделируется ступенчатым распределением поверхностного тока. Поле, создаваемое поверхностным током, протекающим по i-й ступени, есть поле полосы тока [8]. С учетом (4) оно равно

$$h^s_{in\begin{Bmatrix}\xi\\ \zeta\end{Bmatrix}}(\xi,\,\zeta)=\frac{1}{4\pi}\Delta\zeta_{0n}j(\zeta_{0i})\sqrt{1+\left[\frac{\Delta f(\zeta_{0i})}{\Delta\zeta_{0n}}\right]^2}\times$$
$$\times\int_{-\infty}^{\infty}\begin{Bmatrix}ik\\ \pm\sqrt{k^2-k_0^2}\end{Bmatrix}\frac{\exp\{\pm\sqrt{k^2-k_0^2}\,[\xi-f(\zeta_{0i})]+ik(\zeta-\zeta_{0i})\}}{\sqrt{k^2-k_0^2}}\,dk, \tag{5}$$

где $k_0=\omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$; ε_0, μ_0 — диэлекттическая и магнитная проницаемости вакуума. Знаки «$\pm$» выбираются из условия регулярности $\mathbf{h}^s(\xi,\,\zeta)$ при $\xi\to\pm\infty$.

Представляя полное поле антенной системы как суперпозицию полей отдельных ступенек с током и переходя к пределу ($\Delta\zeta_n\to 0$), получим

$$h^s_{\begin{Bmatrix}\xi\\ \zeta\end{Bmatrix}}(\xi,\,\zeta)=\frac{1}{4\pi}\sum_{n=1}^{N}\lim_{\Delta\zeta_n\to 0}\sum_{i=1}^{M_n}\Delta\zeta_{0n}j(\zeta_{0i})\sqrt{1.+\left[\frac{\Delta f(\xi_{0i})}{\Delta\zeta_{0n}}\right]^2}\times$$
$$\times\int_{-\infty}^{\infty}\begin{Bmatrix}ik\\ \pm\sqrt{k^2-k_0^2}\end{Bmatrix}\frac{\exp\{\pm\sqrt{k^2-k_0^2}\,[\xi-f(\zeta_{0i})]+ik(\zeta-\zeta_{0i})\}}{\sqrt{k^2-k_0^2}}\,dk, \tag{6}$$

где $M_n=(b_n-a_n)/\Delta\zeta_n$.

Для расчета переменной намагниченности (1) необходимо вычислить усредненную по толщине пленки фурье-компоненту поля (6). Вычисляя предел, подставляя (6) в (2) и переходя к магнитостатическому приближению, получим

$$h^{\text{ср}}_{k\begin{Bmatrix}\xi\\ \zeta\end{Bmatrix}}(k)=\frac{1}{2\sqrt{2\pi}}\begin{Bmatrix}ik\\ |k|\end{Bmatrix}\frac{F(|k|)}{|k|}\int_{\mathscr{L}}\mathscr{J}(\zeta_0)\,e^{ik\zeta_0-|k|f(\zeta_0)}d\zeta_0, \tag{7}$$

где

$$F(|k|)=\frac{1-\exp[-|k|L]}{|k|L},$$

$$\mathscr{J}(\zeta_0)=j(\zeta_0)\sqrt{1+\left[\frac{df(\zeta_0)}{d\zeta_0}\right]^2},$$

контур $\mathscr{L}$ образован отрезками $[a_n,\,b_n]$ (рис. 1), где $n=1,\,2,\,3,\,\ldots,\,N$.

При выводе (7) мы учли, что под антенной $\xi < f(\zeta)$ и из условия регулярности $\mathbf{h}^s$ перед корнем в (6) выбран знак «+». Окончательно подставляя (7) в (1), для переменной намагниченности получим

$$\mathbf{m}(\xi,\ \zeta) = \frac{\Phi(\xi)}{2\pi}\,\boldsymbol{k}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{\mathscr{L}} \mathscr{J}(\zeta_0)\,\frac{\hat{G}_h(k)\,F(|k|)}{\omega^2(k)-\omega^2}\exp\{-|k|\,f(\zeta_0)+ik(\zeta_0-\zeta)\}\,d\zeta_0 dk, \qquad (8)$$

где $\boldsymbol{k} = i\,\mathrm{sign}(k)\,\mathbf{e}_\xi + \mathbf{e}_\zeta$.

Для вычисления несобственного интеграла в (8) воспользуемся методами контурного интегрирования в комплексной плоскости. Значения интеграла в (8) определяют полюса подынтегральной функции. Отметим, что, помимо полюсов при действительных значениях k, в (8) могут существовать полюса и при комплексных значениях $k_k = \pm k_0 + i\varkappa_t$, где t — номер полюса и $\varkappa_0 = 0$, $t = 0$, ± 1, ± 2, ± 3, ... Конкретные значения $\varkappa_t$ определяются корнями дисперсионного уравнения $\omega^2(k_k) = \omega^2$.

Переходя на плоскость комплексных значений $k \to k_k = k + ik''$, в соответствии с леммой Жордана для $\mathrm{Re}\,[k_k] > 0$ и $\zeta_0 - \zeta > 0$ замыкаем контур интегрирования в первой четверти, а для $\zeta_0 - \zeta < 0$ — в четвертой четверти комплексной плоскости по части полуокружности бесконечно большого радиуса, обходя при этом полюс на действительной оси сверху. В случае $\mathrm{Re}\,[k_k] < 0$ для $\zeta_0 - \zeta > 0$ замыкаем контур интегрирования во второй четверти, а при $\zeta_0 - \zeta < 0$ — в третьей четверти комплексной плоскости, обходя полюс на действительной оси снизу. Все вычисления для случая $\mathrm{Re}\,[k_k] < 0$ аналогичны вычислениям при $\mathrm{Re}\,[k]_k > 0$, причем интегрирование при $\mathrm{Re}\,[k_k] > 0$ дает вклад в намагниченность $\mathbf{m}^+(\xi, \zeta)$, обусловленную волнами, распространяющимися в положительном направлении оси ζ, а интегрирование при $\mathrm{Re}\,[k_k] < 0$ дает вклад в намагниченность $\mathbf{m}^-(\xi, \zeta)$, обусловленную волнами, распространяющимися в направлении $-\zeta$. Суммарная намагниченность определяется как

$$\mathbf{m}(\xi,\ \zeta) = \mathbf{m}^+(\xi,\ \zeta) + \mathbf{m}^-(\xi,\ \zeta). \qquad (9)$$

Вычисляя (8) с помощью теории вычетов [9] при $\mathrm{Re}\,[k_k] > 0$, получим

$$\mathbf{m}^+(\xi,\ \zeta) = \frac{i}{2}\,\Phi(\xi)\,\boldsymbol{k} \times$$

$$\times\Bigg\{\frac{\hat{G}_h(k)}{\omega V_g}\sum_{t=1}^{\infty} F(|k|+i\varkappa_t)\int\limits_{\mathscr{L}_1}\mathscr{J}(\zeta_0)\exp\{i(k+i\varkappa_t)[(\zeta_0-\zeta)+if(\zeta_0)]\}\,d\zeta_0 -$$

$$-\frac{\hat{G}_h(k)}{\omega V_g}\sum_{t=0}^{\infty} F(|k|-i\varkappa_t)\int\limits_{\mathscr{L}_2}\mathscr{J}(\zeta_0)\exp\{i(k-i\varkappa_t)[(\zeta_0-\zeta)+if(\zeta_0)]\}\,d\zeta_0 +$$

$$+\frac{1}{\pi}\int\limits_{0}^{\infty}\int\limits_{\mathscr{L}_1}\mathscr{J}(\zeta_0)\,\frac{\hat{G}_h(ik)\,F(ik)}{\omega^2(ik)-\omega^2}\exp\{-k[if(\zeta_0)+(\zeta_0-\zeta)]\}\,d\zeta_0 dk -$$

$$-\frac{1}{\pi}\int\limits_{-\infty}^{0}\int\limits_{\mathscr{L}_2}\mathscr{J}(\zeta)\,\frac{\hat{G}_h(ik)\,F(ik)}{\omega^2(ik)-\omega^2}\exp\{-k[if(\zeta_0)+(\zeta_0-\zeta)]\}\,d\zeta_0 dk\Bigg\}, \qquad (10)$$

где $\mathscr{L}_2 \in [\zeta,\ b_n], \ldots, [a_N,\ b_N]$; $\mathscr{L}_1 \in [a_1,\ b_1], \ldots, [a_n,\ \zeta]$; $V_g = (\partial\omega(k))/(\partial k)$ — групповая скорость спиновых волн.

Интегрирование при $\mathrm{Re}\,[k_k] < 0$ эквивалентно интегрированию при $\mathrm{Re}\,[k_k] > 0$ и $\varphi = \varphi + 180°$. Иными словами, для определения $\mathbf{m}^-$ достаточно, вычислив $\mathbf{m}$, положить $\varphi = \varphi + 180°$. В случае асимметричного спектра (например, при наличии металлических экранов), вычисляя $\mathbf{m}^-$, необходимо учитывать, что полюса подынтегральной функции будут при значениях $k'_k = -k'_0 + i\varkappa'_t$, причем $k'_0 \neq k_0$ и $\varkappa'_t \neq \varkappa_t$. Все интегралы в (10) вычисляются обычными численными методами и при необходимости можно рассчитать намагниченность как в непосредственной близости от антенны (в «ближней зоне»), так и в области бегущей волны (в «зоне излучения»). Магнитное поле, создаваемое волной намагниченности, имеет простую связь с $\mathbf{m}$ [7]

$$\mathbf{h}(\xi, \zeta) = \int\limits_{-L/2}^{L/2} \tilde{G}_m(\xi, \xi') \mathbf{m}(\xi', \zeta) d\xi', \tag{11}$$

где для $\xi > L/2$ (над поверхностью пленки) компоненты тензора $\hat{G}_m(\xi, \xi')$ имеют вид

$$G_m^{\xi\xi} = -iG_m^{\xi\zeta} = -iG_m^{\zeta\xi} = -G_m^{\zeta\zeta} = \exp[-k(\xi - \xi')].$$

Отметим, что поле бегущей волны (поле в «зоне излучения») определяет первый член ($t=0$) во второй сумме. Все прочие слагаемые в (10) имеют заметную величину лишь при вычислениях поля в «ближней зоне».

Интегральное уравнение для поверхностного тока

Распределение поверхностного тока вдоль координаты ζ определяется формой элементов антенной системы, их относительным расположением и может изменяться за счет поля возбуждаемых антенной спиновых волн. При самосогласованном подходе распределение тока в антенне ищется с учетом перечисленных факторов. При несамосогласованном подходе распределение тока в антенне считается заданным и неизменным; например, $j^s(\zeta)=1$, что соответствует однородному распределению тока по поверхности антенны.

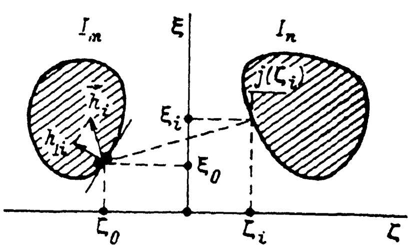

Рис. 2. К расчету поля поверхностного тока в антенне.

Сформулируем уравнение для поверхностного тока в антенне, используя электродинамическое граничное условие на нормальную компоненту магнитного поля на поверхности идеального металла. Результирующее поле представим в виде суммы поля поверхностного тока и поля возбуждаемых антенной спиновых волн. Вычислим поле поверхностного тока.

Магнитное поле, создаваемое малым элементом поверхностного тока Δl на n-м электроде в точке поверхности m-го электрода с координатами ξ_0, ζ_0 (рис. 2), в магнитостатическом приближении равно

$$h_i^I = \frac{1}{\pi} j(\zeta_i) \Delta l_{ni} [(\zeta_i - \zeta_0)^2 + (\xi_i - \xi_0)^2]^{-1/2}. \tag{12}$$

Оно направлено по нормали к прямой, соединяющей точки наблюдения и источника (рис. 2). Проектируя поле (12) на нормаль к поверхности антенны в точке ξ_i, ζ_i, получим

$$h_{\perp i}^I = \frac{1}{\pi} j(\zeta_i) \frac{(\zeta_i - \zeta_0)\Delta\zeta_n}{(\zeta_i - \zeta_0)^2 + (\xi_i - \xi_0)^2} \left\{ \frac{1 + \left[\frac{\Delta f(\zeta_i)}{\Delta\zeta_n}\right]^2}{1 + \left[\frac{df(\zeta_0)}{d\zeta_0}\right]^2} \right\}^{1/2}. \tag{13}$$

Суммируя вклады в $h_\perp^I$ от элементарных токов по всей антенной системе, переходя к интегрированию по координате ζ и устремляя $\Delta\zeta_n \to 0$, получим

$$h_\perp^I(\zeta_0) = \frac{1}{\pi} \int\limits_{\mathscr{L}} j(\zeta) \frac{(\zeta - \zeta_0)}{(\zeta - \zeta_0)^2 + [f(\zeta) - f(\zeta_0)]^2} \left\{ \frac{1 + \left[\frac{df(\zeta)}{d\zeta}\right]^2}{1 + \left[\frac{df(\zeta_0)}{d\zeta_0}\right]^2} \right\}^{1/2} d\zeta. \tag{14}$$

Нормальную к поверхности электродов компоненту магнитного поля спиновой волны $h_\perp^m(\xi, \zeta)$ определим, используя результаты предыдущего раздела (соотношения (10), (11)),

$$h_{\perp}^{m}(\xi_0, \zeta_0)=\left\{1+\left[\frac{df(\zeta_0)}{d\zeta_0}\right]^2\right\}^{-1/2}\times\left[h_{\xi}^{m}(\xi_0, \zeta_0)+\frac{df(\zeta_0)}{d\zeta_0}h_{\zeta}^{m}(\xi_0, \zeta_0)\right]. \qquad (15)$$

В соотношении (10) пренебрежем реактивными полями, обусловленными «комплексными полюсами». Как показывают оценки, при $j^s(\zeta)=1$ эти поля на два порядка меньше поля поверхностного тока (14). При расчете $h_{\perp}^{m}$ можно сделать еще одно приближение. Реактивное поле, описываемое последними двумя слагаемыми в (9), имеет локальный характер. Иными словами, реактивно магнитное поле парциальной волны, возбуждаемой n-м электродом, имеет заметную величину только под самим же n-м электродом. Однако коль скоро его влиянием на распределение поверхностного тока в антенне можно пренебречь для микрополосковой антенны [3], то тем более это можно сделать в данном случае (за счет кривизны электродов появляется эффективный зазор, существенно ослабляющий реакцию магнитной среды). Удовлетворяя граничному условию на поверхности электродов антенны $h_{\perp}^{I}+h_{\perp}^{m}=0$, приходим к интегральному уравнению

$$\frac{1}{\pi}\int\limits_{\mathcal{L}'}\mathcal{J}(z)K_0(z, z_0)dz+$$

$$+\pi i\int\limits_{\mathcal{L}_2'}\mathcal{J}(z)H_0^{+}(z, z_0)dz+\pi i\int\limits_{\mathcal{L}_1'}\mathcal{J}(z)H_0^{-}(z, z_0)dz=0, \qquad (16)$$

где

$$K_0(z, z_0)=\frac{z-z_0}{(z-z_0)^2+[f(z)-f(z_0)]^2},$$

$$H_0^{\pm}(z, z_0)=\frac{kL}{4\pi\omega V_g}F^2(\not{k})\Lambda^{\pm}\left[1+i\frac{df(z_0)}{dz_0}\right]\exp\{\not{k}[i(z-z_0)-f(z)]\},$$

$$\Lambda^{\pm}(k)=-i\{\mathbf{h}\hat{G}_h^{\pm}(\not{k})\}_{\xi}+\{\mathbf{h}\hat{G}_h^{\pm}(\not{k})\}_{\zeta}.$$

Знак «+» берется для $\varphi=\varphi_0$, а «—» — для $\varphi=\varphi_0+180°$, $z=\zeta/(b_1-a_1)$, $\not{k}=k(b_1-a_1)$. Контуры $\mathcal{L}'$, $\mathcal{L}_1'$, $\mathcal{L}_2'$ соответствуют контурам $\mathcal{L}$, $\mathcal{L}_1$, $\mathcal{L}_2$, совокупности отрезков которых $[a_n, b_n]$ нормированы на поперечный размер первого электрода, так что $a_n'=a_n/(b_1-a_1)$, $b_n'=b_n/(b_1-a_1)$.

Соотношение (16) есть сингулярное интегральное уравнение. Первый его член описывает распределение поверхностного тока в антенне в отсутствие ферромагнитной среды. Второй и третий члены учитывают поля спиновых волн, распространяющихся соответственно в положительном и в отрицательном направлениях оси ζ. Преобразуем сингулярное ядро $K_0(z, z_0)$ к виду, удобному для регуляризации интегрального уравнения (16). Представим $K_0(z, z_0)$ в виде

$$K_0(z, z_0)=\frac{K_1(z_0, z_0)}{z-z_0}+\frac{K_1(z, z_0)-K_1(z_0, z_0)}{z-z_0}, \qquad (17)$$

где

$$K_1(z, z_0)=\left\{1+\left[\frac{f(z)-f(z_0)}{z-z_0}\right]^2\right\}^{-2},$$

причем

$$K_1(z_0, z_0)=\lim_{z\to z_0}K_1(z, z_0)=\left\{1+\left[\frac{df(z_0)}{dz_0}\right]^2\right\}^{-1}.$$

С учетом (17) выражение (16) примет вид

$$\frac{1}{\pi}\oint\limits_{\mathcal{L}'}\mathcal{J}(z)\frac{dz}{z-z_0}+\frac{1}{\pi}\int\limits_{\mathcal{L}'}\mathcal{J}(z)K_2(z, z_0)dz+$$

$$+\pi i\int\limits_{\mathcal{L}_2'}\mathcal{J}(z)H_1^{+}(z, z_0)dz+\pi i\int\limits_{\mathcal{L}_1'}\mathcal{J}(z)H_1^{-}(z, z_0)dz=0, \qquad (18)$$

где

$$K_2(z,\ z_0) = K_1^{-1}(z_0,\ z_0)\,\frac{K_1(z,\ z_0) - K_1(z_1,\ z_0)}{z - z_0},$$

$$H_1^{\pm}(z,\ z_0) = H_0^{\pm}(z,\ z_0)/K_1(z_0,\ z_0).$$

Выполним регуляризацию интегрального уравнения (18), используя процедуру обращения интеграла типа Коши [10],

$$\mathcal{J}(z_0) = S^{-1}(z_0)\Big\{Q_{N-1}(z_0) - \int\limits_{\mathcal{L}'} \mathcal{J}(z) \int\limits_{\mathcal{L}'} \frac{S(z_1)}{z_1 - z_0} K_2(z,\ z_1)\, dz_1 dz +$$

$$+ \int\limits_{\mathcal{L}} \frac{S(z)}{z_1 - z_0}\Big[\int\limits_{\mathcal{L}_2(z_1)} \mathcal{J}(z)\, H_1^{+}(z,\ z_0)\, dz + \int\limits_{\mathcal{L}_1(z_1)} \mathcal{J}(z)\, H_1^{-}(z,\ z_0)\, dz\Big] dz_1\Big\}, \qquad (19)$$

где $S(z) = \Big[\prod\limits_{f=1}^{N} (z - a'_f)(b'_f - z)\Big]^{1/2}$, $Q_{N-1}(z_0)$ есть алгебраический полином степени не выше $N-1$. Его коэффициенты определяются из условий на величину и направление полного тока на входе электродов антенной системы I_n.

Интегральное уравнение (19) удобно решать методом последовательных приближений. Такое решение есть стандартная процедура (см., например, [9]) и проводится для $f(\zeta)$ конкретного вида.

Импеданс антенной системы

Для расчета эффективности преобразования подводимой к антенне сверхвысокочастотной мощности необходимо знать импеданс антенной системы. В теории возбуждения спиновых волн микрополосковыми антеннами обычно предполагается, что волновой процесс в антенне описывается теорией длинных линий [1]. Такое приближение находит хорошее экспериментальное подтверждение [11, 12]. Используя аналогичное приближение, рассчитаем погонный импеданс антенны (рис. 1). Для этого воспользуемся методом наведенных электродвижущих сил [8]. Применительно к расчету импеданса антенн спиновых волн метод наведенных ЭДС дает [13]

$$Z_n = \int\limits_{\mathcal{L}_s} [j^s(\zeta)]^* E_\eta(\xi,\ \zeta)\, dl, \qquad (20)$$

где контур $\mathcal{L}_s$ образован совокупностью контуров, охватывающих электроды антенной системы; E_η — есть η-компонента электрического поля спиновой волны.

Перейдем в (20) от интегрирования по контуру $\mathcal{L}_s$ к интегрированию по контуру $\mathcal{L}$, образованному отрезками $[a_n,\ b_n]$ на оси ζ. Рассматривая малый элемент Δl контура $\mathcal{L}_s$, как это было при выводе (3), и переходя к пределу $dl_n \to 0$, получим

$$Z_n = \int\limits_{\mathcal{L}} j^*(\zeta)\Big\{1 + \Big[\frac{df(\zeta)}{d\zeta}\Big]^2\Big\}^{1/2} E_\eta(\zeta)\, d\zeta. \qquad (21)$$

Для вычисления $E_\eta(\zeta)$ воспользуемся уравнением Максвелла $\mathrm{rot}\,\mathbf{E} = i\omega\mu_0(\mathbf{h} + \mathbf{m})$. Непосредственно из него следует, что

$$E_\eta(\zeta) = -\frac{\omega\mu_0}{k}[h_\xi(\zeta) + m_\xi(\zeta)]. \qquad (22)$$

Теперь, используя (21), (22), (11), (10), можно рассчитать погонный импеданс антенны. При вычислении импеданса пренебрежем реактивными полями, обусловленными комплексными полюсами. Оценки показали, что их вклад в импеданс носит чисто реактивный характер и может иметь заметную величину только в очень толстых пленках ($L \gg b_n - a_n$). Однако даже в этом случае вклад в импеданс, обусловленный реактивными полями «комплексных полюсов», более чем на порядок меньше вклада последних двух слагаемых в (10). Выполняя элементарные операции подстановки и интегрирования для парциальных импедансов, обусловленных волнами, излучаемыми в направлениях $\pm\zeta$, получим

$$Z_{и}^{\{\pm\}} = \frac{\omega\mu_0}{8}\,\frac{L}{\omega V_a}\,F^2(k)\,\Lambda^{\{\pm\}}[(k)\int_{\mathscr{L}}\;\int_{\mathscr{L}_{\left\{2 \atop 1\right\}}} \mathscr{J}^*(\zeta_0)\,\mathscr{J}(\zeta)\,e^{k[i(\zeta_0-\zeta)-f(\zeta)-f(\zeta_0)]}\,d\zeta_0 d\zeta\, +$$

$$+\frac{\omega\mu_0}{8\pi}\,F(k)\int_{\mathscr{L}}\left[\int_0^{\infty}\int_{\mathscr{L}_1} Y(\zeta_0,\ \zeta;\ k)\,d\zeta_0 dk - \int_{-\infty}^{0}\int_{\mathscr{L}_2} Y(\zeta_0,\ \zeta;\ k)\,d\zeta_0 dk\right]d\zeta, \qquad (23)$$

где

$$Y = -\mathscr{J}^*(\zeta_0)\,\mathscr{J}(\zeta)\,\frac{\Lambda^{\{\pm\}}(ik)\,F(ik)}{\omega^2(ik)-\omega^2}\,Le^{k[i(\zeta_0-\zeta)-f(\zeta)-f(\zeta_0)]}.$$

Полный импеданс излучения $Z_и$ есть сумма импедансов, обусловленных волнами, излучаемыми в положительном и отрицательном направлениях оси ζ:

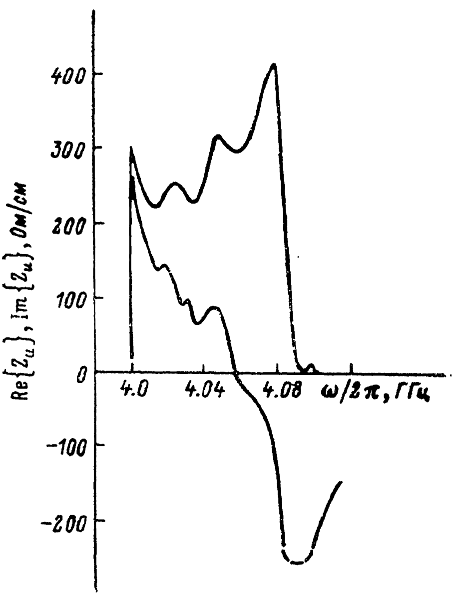

Рис. 3. Частотные зависимости составляющих импеданса излучения 13-электродной антенной системы профиля (24).

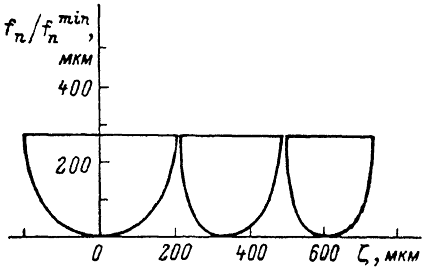

Рис. 4. Профиль трех электродов антенной системы, формирующей прямоугольную АЧХ, рассчитанный по (24).

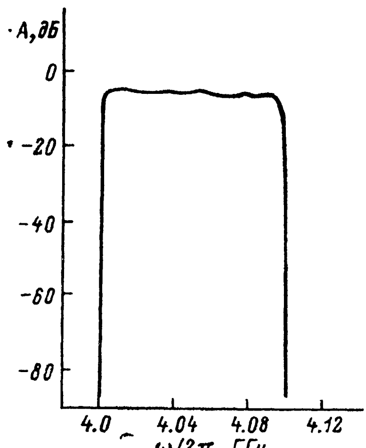

Рис. 5. АЧХ спин-волнового устройства на основе антенных систем профиля (24).

$Z_и = Z_и^+ + Z_и^-$, причем $Z_и^+$ вычисляется при $\varphi=\varphi_0$, а $Z_и^-$ — при $\varphi=\varphi+180°$. Обычными методами численного интегрирования можно рассчитать как действительную, так и мнимую составляющие импеданса излучения (23). Заметим, что первое слагаемое в (23) содержит действительную и мнимую составляющие (они легко разделяются), а последние два слагаемые в (23) в сумме дают чисто мнимую величину.

Численные результаты

В качестве примера реализации преимуществ антенных систем криволинейного профиля при формировании прямоугольной амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) выполним расчет устройства на основе антенных систем, профиль поперечного сечения которых описывается функцией

$$f(\zeta)=\frac{1}{k_г}\ln\left|\frac{1+(k_г\zeta)^2}{\cos k_г\zeta+k_г\zeta\sin k_г\zeta-0.37}\right|. \tag{24}$$

Анализ показал, что антенная система профиля (24) формирует АЧХ, близкую к прямоугольной, причем верхняя граница эффективно возбуждаемых волновых чисел расположена вблизи $k=k_г$.

Под знаком модуля в (24) стоит знакопеременная функция и ее знак соответствует направлению (вдоль оси η) полного тока в электроде, а смена знака определяет границы электрода. Модуль тока в n-м электроде равен $|I_n|=I'\exp(k_г f_n^{\min})$, где $f_n^{\min}$ — минимумы функции $f(\zeta)$, а I' — ток на входе центрального электрода. На рис. 3 приведены результаты расчета (в режиме заданного тока) импеданса излучения $\mathrm{Re}\{Z_и\}$, $\mathrm{Im}\{Z_и\}$ при возбуждении поверхностных спиновых волн 13-электродной антенной в ферромагнитной пленке толщиной $L=5$ мкм и $\omega_H=2.24$ ГГц, $\omega_M=4.9$ Ггц. Профили трех электродов антенны (она симметрична относительно $\zeta=0$) представлены на рис. 4 ($k_г=130$ см$^{-1}$). На рис. 5 показана АЧХ спин-волнового устройства, использующего такие антенны. Расчет проводился по методике, изложенной в [1, 11]. При расчете принято, что ширина линии ферромагнитного резонанса 0.5 Э, расстояние между приемной и возбуждающей антеннами 6 мм, длина антенн (вдоль оси η) 8 мм.

Список литературы

[1] *Ganguly A. K., Webb D. C.* // IEEE Trans. MTT-23. 1975. Vol. 23. N 12. P. 998—1006.
[2] *Гилинский И. А., Щеглов И. М.* // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 12. С. 2323—2332.
[3] *Дмитриев В. Ф., Калиникос Б. А.* // РиЭ. 1988. Т. 33. № 11. С. 2422—2428.
[4] *Sethares J. C., Weinberg I. J.* // J. Appl. Phys. 1979. Vol. 50. N 3. P. 2458—2460.
[5] *Дмитриев В. Ф., Калиникос Б. А.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 1. С. 197—200.
[6] *Калиникос Б. А.* // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 9. С. 1846—1849.
[7] *Дмитриев В. Ф., Калиникос Б. А.* // Изв. вузов. Физика. 1988. Т. 31. № 11. С. 24—53.
[8] *Марков Г. Т., Чаплин А. Ф.* Возбуждение электромагнитных волн. М.: Радио и связь, 1983. 296 с.
[9] *Морс Ф. М., Фешбах Г.* Методы теоретической физики. М.: ИЛ, 1960. 820 с.
[10] *Мусхелишвили Н. И.* Сингулярные интегральные уравнения. М.: Наука, 1968. 512 с.
[11] *Дмитриев В. Ф., Калиникос Б. А., Ковшиков Н. Г.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 11. С. 2169—2177.
[12] *Сорокин В. Г., Богун П. В., Кандыба П. Е.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 12. С. 2377—2382.
[13] *Дмитриев В. Ф.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 21. С. 1898—1994.

Ленинградский электротехнический институт им. В. И. Ульянова (Ленина)

Поступило в Редакцию 6 февраля 1989 г.