

- [6] H a i t o J., J a n o s s y I. - Philosophical Magazine B, 1983, v. 47, N 4, p. 347-366.
- [7] L i s i t s a M.P., T u r j a n i t s a I.D., F e - k e s h g a z i I.V. In: 12<sup>th</sup> Inter. Conf. on Amorphous and Liquid Semiconductors/Abstracts. Prague, 1987, p. 323.
- [8] А н д р и е ш А.М., Е н а к и Н.А., О с т а ф е й - ч у к Н.Д., К о ж о к а р ь И.А., Ч е р б а р ь П.Г., Ч у м а ш В.Н. Тез. докл. УП Всес. конф. по взаимодействию оптического излучения с веществом. Л., 1988. с. 436.

Институт прикладной физики  
АН Молдавской ССР,  
Кишинев

Поступило в Редакцию  
15 февраля 1988 г.  
В окончательной  
редакции 20 сентября  
1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 21 12 ноября 1988 г.

## РЕАКТАНС ИЗЛУЧЕНИЯ АНТЕНН СПИНОВЫХ ВОЛН

В.Ф. Д м и т р и е в

Решение задачи о возбуждении спиновых волн (СВ) микрополосковыми антеннами ранее рассматривалось на основе двух подходов. Первый из них (см., например, [1]) основан на расчете вектора Пойнтинга в „зоне излучения“. Этот метод принципиально не позволяет определить реактивную составляющую импеданса излучения. Другой подход основан на использовании метода наведенных электродвижущих сил (ЭДС) (см., например, [2]). Этот метод позволяет рассчитать как активную, так и реактивную составляющие входного импеданса. Однако, как в [2], так и в других работах, в которых использовался метод наведенных ЭДС, вычисления проводились с использованием функции Грина, вычисленной в „зоне излучения“, что приводило к потере реактивной составляющей импеданса излучения. Отсутствие реактанса излучения, необходимого при расчете эффективности преобразования подводимой к антенне мощности, выполнялось с помощью преобразования Гильберта [1]. Преобразование Гильберта [3] позволяет восстановить по действительной (мнимой) составляющей комплексной функции ее мнимую (действительную) составляющую. Однако вопрос об основанности такого подхода применительно к импедансу антенн спиновых волн до сих пор остается открытым.

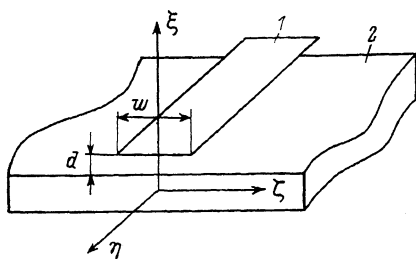


Рис. 1. Анализируемая структура. 1 - отрезок микрополосковой антенны, 2 - ферромагнитная пленка.

Целью данной работы является расчет реактанса излучения антенн спиновых волн (АСВ) методом наведенных ЭДС на основе определения электрического поля спиновой волны в „зоне индукции“.

Рассмотрим микрополосковую антенну с поверхностным током  $\vec{J}(\xi, \eta) = \vec{e}_\eta J(\xi, \eta)$ , возбуждающую спиновые волны в ферромагнитной пленке толщиной  $L$  (рис. 1). Согласно методу наведенных ЭДС [4], входной импеданс антенны равен

$$Z_{вх} = I^{-2} \int_S J^*(\xi, \eta) E'_\eta(\xi, \eta) d\xi d\eta, \quad (1)$$

где  $S$  - поверхность АСВ,  $I$  - полный ток на входе АСВ,  $E_\eta - \eta$  - компонента электрического поля спиновых волн. Как и ранее [1], будем полагать, что волновой процесс в АСВ описывается теорией длинных линий. С учетом этого допущения погонный импеданс АСВ -  $Z_H$  не зависит от длины антенны ( $l$ ) и характера нагрузки на конце антенны ( $Z_H$ ). Тогда, поскольку при  $Z_H = 0$  и  $l \rightarrow 0$   $Z_{вх} \rightarrow Z_H l$ , (1) преобразуем к виду

$$Z_H = \frac{1}{2} \int_{-l}^l j^*(z) E_\eta(z) dz, \quad (2)$$

где  $j(z) = J(z)w/I$ ,  $E_\eta = E'_\eta/I$ ,  $z = 2\xi/w$ ,  $w$  - ширина антенны.

Расчет электрического поля спиновой волны  $E$  будем проводить как это изложено в [5], но в безобменном приближении. Кроме того, с целью упрощения используемых соотношений будем полагать, что металлические экраны отсутствуют. Тогда для  $E_\eta$  получим

$$E_\eta = R_0 \frac{-i2\omega V_g}{\pi D(k)} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-l}^l j(z_0) \frac{1 - e^{-|k|L}}{|k|} e^{-|k|d} \frac{e^{ik(z_0 - z)}}{\omega^2(k) - \omega^2} dz_0 dk, \quad (3)$$

где  $\omega$  - частота возбуждения,  $V_g$  - групповая скорость СВ,  $\omega(k)$  - спектр спиновых волн,  $D(k) = [1 - \exp(-kL)] \exp(-kd) / kL$ ,  $k = k\omega/2$ ,  $d$  - диэлектрический зазор между пленкой и АСВ,  $k$  - волновое число. Коэффициент  $R_0$  определен

так, что погонное сопротивление излучения  $R_H$ , полученное в [5], равно:  $R_H = R_0 |J_k(k)|^2$ , где  $J_k(k)$  - фурье-образ поверхностной плотности тока в антенне

$$J_k = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 j(z) \exp(ikz) dz.$$

Для вычисления  $E_H$  воспользуемся методами контурного интегрирования в комплексной плоскости. Значения интеграла в (3) определяют полюса подынтегральной функции. Отметим, что в (3) помимо полюсов при действительных значениях  $k$  могут существовать полюса и при комплексных значениях  $k = \pm(k_0 + i\alpha_m)$ , где  $m$  - номер полюса и  $\alpha_0 = 0$ . Например, для спектра спиновых волн Деймона-Эшбаха  $\alpha_m = 2\pi m$  [3], где  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ . Заметим сразу, что, как будет показано ниже, интегрирование в (3) с учетом комплексных полюсов не приводит к существенному изменению конечного результата для погонного импеданса.

Переходя на плоскость комплексных значений  $k \rightarrow k_k = k + ik''$ , в случае  $Re[k_k] > 0$  и  $z_0 - z > 0$  замыкаем контур интегрирования в первой четверти, а при  $z_0 - z < 0$  в четвертой четверти комплексной плоскости по части окружности бесконечно большого радиуса, при этом обходим полюс на действительной оси сверху. В случае  $Re[k_k] < 0$  и  $z - z_0 > 0$  замыкаем контур интегрирования во второй четверти, а при  $z - z_0 < 0$  в третьей четверти комплексной плоскости, обходя полюс на действительной оси снизу.

Все вычисления для случая  $Re[k_k] < 0$  аналогичны вычислениям при  $Re[k_k] > 0$ , причем интегрирование при  $Re[k_k] > 0$  дает вклад в реактанс, обусловленный волнами, излучаемыми в положительном направлении оси  $\xi$ , а интегрирование при  $Re[k_k] < 0$  обуславливает вклад в реактанс волн, излучаемых в отрицательном направлении оси  $\xi$ .

Вычисляя (3) с помощью теории вычетов [3], при  $k > 0$  получим

$$E_H = \frac{R_0}{D(k)} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1 - e^{-k \frac{L}{w}}}{k + i\alpha_m \frac{w}{L}} \int_z^1 j(z_0) e^{i(k + i\alpha_m \frac{w}{L})(z_0 - z)} dz_0 \quad (4)$$

$$- \frac{R_0}{D(k)} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1 - e^{-k \frac{L}{w}}}{k - i\alpha_m \frac{w}{L}} \int_{-1}^z j(z_0) e^{i(k - i\alpha_m \frac{w}{L})(z_0 - z)} dz_0 +$$

$$+R_0 \frac{\omega V_0}{\pi D(k)} \int_0^1 \int_z^1 j(z_0) \frac{D(ik)}{\omega^2(ik) - \omega^2} e^{-k(z_0-z)} dz_0 dk -$$

$$-R_0 \frac{\omega V_0}{\pi D(k)} \int_{-\infty}^0 \int_{-1}^z j(z_0) \frac{D(ik)}{\omega^2(ik) - \omega^2} e^{-k(z_0-z)} dz_0 dk.$$

Для оценки вклада в импеданс, даваемого интегралами по комплексным полюсам ( $m = \underline{+1}, \underline{+2}, \underline{+3}, \dots$ ), подставим суммы из (4) в (2) и примем однородное распределение тока по ширине АСВ. Тогда получим

$$Z_H^{kn} \approx iR_0 k \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1 - \left(\frac{kL}{\alpha_m}\right)^2}{\left[\frac{(kL)^2}{\alpha_m} + \alpha_m\right]^2}. \quad (5)$$

Из (5) следует, что интегралы по комплексным полюсам дают чисто мнимую величину погонного импеданса, и, как будет показано ниже, их вклад в погонный реактанс несуществен. Пренебрежем членами в суммах (4) с  $m = \underline{+1}, \underline{+2}, \underline{+3}, \dots$ , и, подставив (4) в (2), получим

$$Z_H = \frac{1}{2} R_0 \int_{-1}^1 \int_{-1}^z j^*(z) j(z_0) e^{-ik(z_0-z)} dz_0 dz +$$

$$+ R_0 \frac{\omega V_0}{2\pi D(k)} \int_{-1}^1 \int_0^{\infty} \int_{-1}^z j^*(z) j(z_0) \frac{D(ik) e^{-k(z_0-z)}}{\omega^2(ik) - \omega^2} dz_0 dk dz - \quad (6)$$

$$- R_0 \frac{\omega V_0}{2\pi D(k)} \int_{-1}^1 \int_{-\infty}^0 \int_z^1 j^*(z) j(z_0) \frac{D(ik) e^{-k(z_0-z)}}{\omega^2(ik) - \omega^2} dz_0 dk dz.$$

Согласно [7], симметрия  $j(z)$  такова, что

$$j(\pm z) = \text{Re} \{j(z)\} \pm i \text{Im} \{j(z)\}. \quad (7)$$

Учитывая условие (7), соотношение (6) может быть преобразовано к виду

$$\text{Re} \{Z_H\} = R_0 |J_k(k)|^2, \quad (8)$$

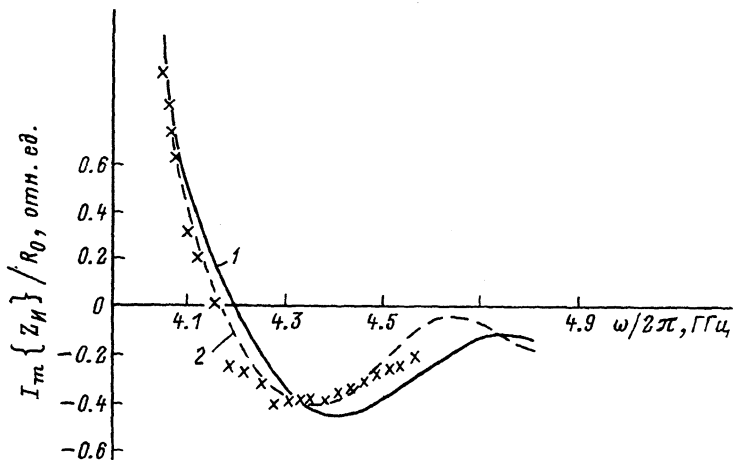


Рис. 2. Реактанс излучения микрополосковой антенны. 1 - в случае однородного распределения  $j(z)$ , 2 - в случае неоднородного распределения  $j(z)$ , крестиками нанесены данные эксперимента из работы [8]. При расчете принято:  $w = 50$  мкм,  $d = 0$ ,  $L = 5.1$  мкм; при расчете спектра  $\omega(k)$  использованы соотношения и данные работы [8] для перпендикулярно намагниченной пленки.

$$\text{Im}\{Z_H\} = R_0 X_1(k) + R_0 \frac{\omega V g}{\pi D(k)} X_2(k). \quad (9)$$

Величины  $X_1(k)$  и  $X_2(k)$  в общем случае неоднородного распределения тока по ширине полоска [7] могут быть вычислены только численными методами. Для однородного распределения  $j(z)$  можно получить приближенное аналитическое выражение для  $\text{Im}\{Z_H\}$ . Поскольку этот результат важен как для практических расчетов, так и для оценки вклада в импеданс интегралов по комплексным полюсам (5), мы его приведем:

$$\begin{aligned} \text{Im}\{Z_H\} \approx R_0 \left[ \frac{1}{k} - \frac{\sin k \cos k}{k^2} \right] - \\ - \frac{2}{\pi} \frac{1}{(2k)^2} \left\{ (1 - \cos 2k)(\gamma + \ln 2k) + \pi \left( \frac{1}{2} \sin 2k - k \right) + \text{Ci}(2k) - \gamma - \right. \\ \left. - \ln 2k + k \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(2n-1)(2n-1)!} \int_0^2 \left[ (kz)^{2n-1} \cos kz + \frac{(2n-1)}{(2n)^2} (kz)^{2n} \sin kz \right] dz \right\}, \end{aligned} \quad (10)$$

где  $\gamma$  - постоянная Эйлера,  $\text{Ci}(k)$  - интегральный косинус. Интеграл под знаком суммы табличный. Из сопоставления (5)

и (10) нетрудно убедиться, что вклад  $Z_{II}^{kl}$  в  $Im\{z_{II}\}$  пренебрежимо мал ( $\alpha_m = 2\pi m$ ).

На рис. 2 представлены результаты расчета  $Im\{z_{II}\}$  по соотношению (10) для случая однородного распределения  $j(z)$  (кривая 1) и по соотношению (6) при выборе  $j(z)$  в виде  $\frac{2}{\pi} [1-z^2]^{-1/2}$  (кривая 2). Последнее распределение  $j(z)$  обычно используется при расчетах сопротивления излучения  $R_{II} = Re\{z_{II}\}$ .

В заключение отметим, что расчет по соотношению (6) как для неоднородного, так и для однородного распределения  $j(z)$  дал практически совпадающие результаты с зависимостями, получаемыми при использовании преобразования Гильберта. Этот результат важен в том смысле, что, как установлено в [8], преобразование Гильберта дает значения  $Im\{z_{II}\}$ , адекватные экспериментальным данным.

### Л и т е р а т у р а

- [1] G a n g u l y A.K., W e b b D.C. - IEEE Trans. on MTT, 1975, v. 23, N 12, p. 998-1006.
- [2] К а л и н и к о с Б.А. - Изв. вузов, Физика, 1981, т. 24, № 8, с. 42-56.
- [3] М о р с Ф.М., Ф е ш б а х Г. Методы теоретической физики. М.: ИЛ, 1960. 820 с.
- [4] А й з е н б е р г Г.З., Б е л о у с о в С.П., Ж у р б е н к о Э.М. Коротковолновые антенны. М.: Радио и связь, 1985. 536 с.
- [5] Д м и т р и е в В.Ф., К а л и н и к о с Б.А. - ЖТФ, 1987, т. 57, № 11, с. 2212-2220.
- [6] В у л г а л ь т е р Г.А. - Радиотехника и электроника, 1983, т. 27, № 5, с. 955-959.
- [7] Д м и т р и е в В.Ф. Автореферат канд. дисс., Л., ЛЭТИ, 1987. 16 с.
- [8] Д м и т р и е в В.Ф., К а л и н и к о с Б.А., К о в ш и к о в Н.Г. - ЖТФ, 1986, т. 56, № 11, с. 2169-2177.

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

Поступило в Редакцию  
3 июля 1988 г.