

05.2; 06

© 1991

СОПРОТИВЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ МИКРОПОЛОСКОВОЙ
АНТЕННЫ ДИПОЛЬНО-ОБМЕННЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН
В ДВУХСЛОЙНОЙ ПЕРПЕНДИКУЛЯРНО
НАМАГНИЧЕННОЙ СТРУКТУРЕ

Б.А. К а л и н и к о с, П.А. К о л о д и н

В последние годы интенсивно исследуются спектры собственных волн в многослойных пленочных ферромагнитных структурах и сверхрешетках. Однако задача возбуждения распространяющихся спиновых волн в таких структурах до сих пор не решалась. В настоящей работе сообщаются результаты теоретического анализа сопротивления излучения микрополосковой антенны, возбуждающей распространяющиеся спиновые волны в двухслойной перпендикулярно намагниченной пленочной структуре. Используемый подход опирается на теорию спектра волн в многослойных структурах, учитывающую зеемановское, диполь-дипольное и обменное взаимодействие [1, 2].

Рассматриваемая структура состоит из двух ферромагнитных пленок, намагниченных по нормали к их поверхностям. Пленки неограничены в плоскости yoz , имеют толщины L_1 и L_2 в направлении x и разделены диэлектрическим зазором толщиной $2a$. Начало координат лежит между пленками. Расчет сопротивления излучения проводится для двух положений микрополосковой антенны относительно структуры. В первом случае считается, что антенна расположена вне структуры; во втором случае — между пленками, образующими структуру.

Для расчета сопротивления излучения используется метод, ранее разработанный для свободных и экранированных ферромагнитных пленок [3]. В качестве функций Грина, описывающих отклик спин-системы двухслойной ферромагнитной структуры на сверхвысокочастотное стороннее магнитное поле (поле антенны), используются

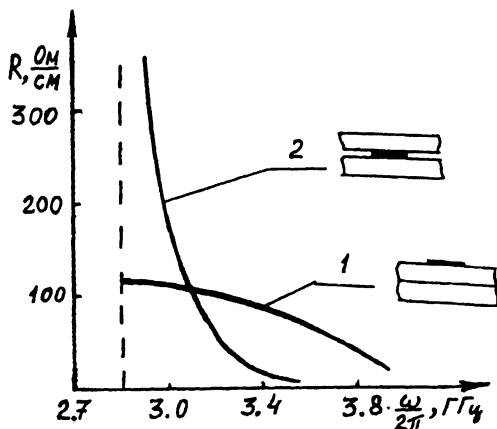


Рис. 1. Частотная зависимость сопротивления излучения микрополосковой антенны спиновых волн шириной 30 мкм в структуре, состоящей из двух одинаковых ферромагнитных пленок ($M_{01} = M_{02} = 0.175$ Тл, $L_1 = L_2 = 10$ мкм); 1 - антенна расположена вне структуры, 2 - антенна расположена между пленками структуры.

дипольно-обменные спин-волновые функции Грина, выведенные в работе [2]. После расчетов, подобных подробно описанным в [3], для погонного сопротивления излучения микрополосковой антенны получаем:

$$R = \frac{\mu_0}{4} \sum_{n=1}^{n_{\max}} \sum_{\beta=1}^{\beta_{\max}} \sum_{i=1}^2 \frac{1}{Vg_i} \left[(\omega_{1n}^2 - \omega_{2\beta}^2)^2 + 4\omega_{M1}\omega_{M2}\Omega_{1nK}\Omega_{2\beta K}P_{n\beta}^{12}P_{\beta n}^{21} \right]^{-1/2} \times$$

$$\times \left\{ \omega_{M1}\Omega_{1nK}L_1 f_{znK}^1 \left[f_{znK}^1 (\omega^2 - \omega_{2\beta}^2) - f_{z\beta K}^2 \omega_{M2}\Omega_{2\beta K}P_{n\beta}^{12} \right] + \right.$$

$$\left. + \omega_{M2}\Omega_{2\beta K}L_2 f_{z\beta K}^2 \left[f_{z\beta K}^2 (\omega^2 - \omega_{1n}^2) - f_{znK}^1 \omega_{M1}\Omega_{1nK}P_{\beta n}^{21} \right] \right\} \frac{|j_s k|^2}{\Gamma^2},$$

где $\omega_{Hi} = \gamma H_i$, $\omega_{Mi} = \gamma M_{0i}$, $\omega(k_z)$ - закон дисперсии спиновых волн, n и β - номера мод в спектрах спиновых волн пленок, входящих в структуру, f_{znK}^1 и $f_{z\beta K}^2$ - интегралы перекрытия стороннего поля и распределения переменной намагниченности по толщинам пленок. Их вид для случаев свободных и закрепленных поверхностных спинов, а также все остальные нераскрытые обозначения приведены в [1, 3]. Групповая скорость Vg_i и все входящие в соотношение для сопротивления излучения параметры, зависящие от волнового числа k_z , рассчитываются при значениях $k_z = k_{zi}$, находимых из условия резонансного возбуждения спиновых волн $\omega = \omega(k_z)$.

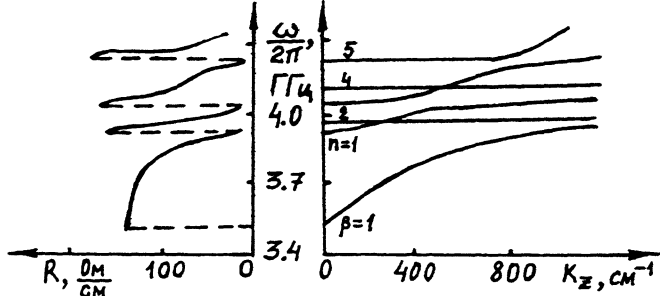


Рис. 2. Спектр и частотная зависимость сопротивления излучения микрополосковой антенны спиновых волн шириной 30 мкм для структуры, состоящей из двух различных пленок: $M_{01}=0.16$ Тл, $M_{02}=0.175$ Тл, $L_1=1$ мкм, $L_2=10$ мкм (n и β - номера парциальных мод каждой из пленок).

В связи с тем, что $R(\omega)$ зависит от многих параметров, невозможно дать универсальную качественную картину хода частотной зависимости $R(\omega)$. Однако можно выделить некоторые основные закономерности.

Так, в структуре, состоящей из двух одинаковых пленок ($M_{01}=M_{02}=0.175$ Тл, $L_1=L_2=10$ мкм), существуют две собственные волны - симметричная и антисимметричная [1] (относительно плоскости $x=0$). Как следует из численного анализа, основной вклад в сопротивление излучения будет давать только одна из них, а именно та, у которой симметрия распределения переменной намагниченности по толщине всей структуры имеет тот же тип симметрии, что и поле микрополосковой антенны. Вклад другой волны будет пренебрежимо мал. Так, в том случае, когда антенна расположена вне структуры (см. рис. 1, кривая 1), эффективно возбуждается только симметричная волна. Когда же антенна расположена между пленками структуры (см. рис. 1, кривая 2), то эффективно возбуждается только антисимметричная волна. Как показывает закон дисперсии, групповая скорость антисимметричной волны с увеличением ее длины стремится к нулю; интегралы перекрытия при этом остаются отличными от нуля. Это приводит к тому что вклад антисимметричной волны при k_z , стремящемся к нулю, будет стремиться к бесконечности (в пренебрежении потерями).

На рис. 2 приведены спектр и частотная зависимость сопротивления излучения микрополосковой антенны для структуры, состоящей из двух различных пленок ($M_{01}=0.16$ Тл, $M_{02}=0.175$ Тл, $L_1=1$ мкм, $L_2=10$ мкм). Обе пленки имеют обменные граничные условия типа закрепленные поверхностные спины. На рисунке показаны дисперсионные кривые $n=1, 2, 3, 4, 5$ тонкой пленки ($L_1=1$ мкм) и дисперсионная кривая $\beta=1$ толстой пленки ($L_2=10$ мкм), определяющие частотную зависимость сопротивления излучения. Из графиков видно, что $R(\omega)$ имеет осциллирующий

характер. Такой вид зависимости обусловлен гибридизацией спектра спиновых волн вследствие его обменного расщепления и дипольного взаимодействия между ферромагнитными пленками структуры. Гибридизированный спектр спиновых волн состоит из отдельных дисперсионных ветвей, начинающихся в точках спин-волновых резонансов (СВР) пленок, входящих в структуру. Основные вклады в сопротивление излучения дают только те волны, чьи дисперсионные кривые начинаются в точках нечетных СВР. Вклады других волн пренебрежимо малы, т.к. малы интегралы перекрытия их распределений переменной намагниченности и возбуждающего поля.

В заключение отметим, что полученное соотношение для сопротивления излучения удобно для практического применения при расчете рабочих параметров спин-волновых приборов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] К а л и н и к о с Б.А., К о л о д и н П.А. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1989. Т. 32. № 10. С. 1290-1299.
- [2] К а л и н и к о с В.А., К о л о д и н Р.А. // ЖМММ. 1990. V. 83. N 1. P. 103-105.
- [3] Д м и т р и е в В.Ф., К а л и н и к о с Б.А. // Изв. вузов СССР. Физика. 1988. Т. 31. 1 11. С. 24-53.

Поступило в Редакцию
3 декабря 1991 г.