Письма в ЖТФ, том 22, вып. 1 12 января 1996 г.

01;05;06;09

ВОЗБУЖДЕНИЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ, ПОМЕЩЕННОЙ В НЕОДНОРОДНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

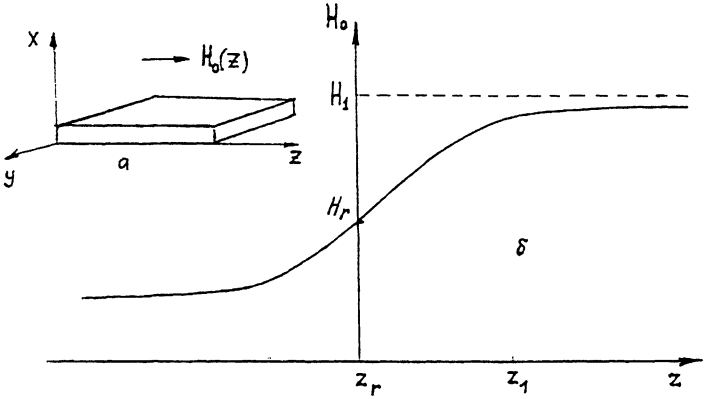
© *Г.А.Шматов, Ю.Л.Гобов*

Один из наиболее распространенных способов возбуждения магнитостатических волн (МСВ) в ферромагнитных пленках основан на использовании неоднородного высокочастотного (ВЧ) магнитного поля, создаваемого обычно микрополосковыми линиями передачи [1]. В [2] рассмотрен механизм возбуждения обменных спиновых волн (СВ) однородным ВЧ полем в образце, находящемся в неоднородном постоянном магнитном поле $\mathbf{H}_0$. В настоящее время этот способ возбуждения нашел применение при создании новых устройств считывания информации на основе неоднородного ферромагнитного резонанса [3]. Однако, как показано в [3], в случае низких частот f или при малом изменении магнитного поля H_0 в пленке происходит возбуждение безобменных магнитостатических волн (МСВ). В данной работе теоретически исследовано возбуждение одного из типов МСВ, а именно обратных объемных МСВ (ООМСВ), распространяющихся в пленке при $\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{N}$, $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}_0$ ($\mathbf{N}$ — нормаль к плоскости поверхности пленки, $\mathbf{k}$ — волновой вектор волны). Найдено пространственное распределение высокочастотной намагниченности в пленке и вычислен поток мощности возбуждаемой волны.

Задачу возбуждения ООМСВ будем решать следующим образом. Вначале найдем собственные колебания высокочастотной намагниченности $\mathbf{m}$ в пленке, находящейся в поле $H_0(z)$, а затем рассмотрим взаимодействие $\mathbf{m}$ с внешним ВЧ полем $\mathbf{h}$ вида $\mathbf{h} = \mathbf{h}_0 \exp(i\omega t)$.

Геометрия задачи изображена на рисунке. Ферромагнитная пленка, намагниченная до насыщения магнитным полем $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{z}$, считается безграничной в плоскости y, z. Полупространства $x > D$, $x < 0$ заняты немагнитным диэлектриком. Запишем уравнение Уокера относительно магнитостатического потенциала ψ:

$$\mu(z) = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0, \qquad (1)$$



Геометрия задачи (*а*) и схематическое изображение координатной зависимости внешнего магнитного поля (*б*). $H_r = -2\pi M_0 + \sqrt{(2\pi M_0)^2 + \omega^2/\gamma^2}$. H_r — поле однородного ФМР при заданной частоте. Для железоиттриевого гранта $4\pi M_0 = 1760$ Гс, $\gamma = 2\pi \cdot 2.81 \cdot 10^6$ Гц/Э. Если $\omega/2\pi = 2$ ГГц, то $\omega/\gamma = 712$ Э, $H_r = 252$ Э. $-\mu > 0$ при $z > z_r$, $-\mu < 0$ при $z < z_r$. $H_r < H_1 < \omega/\gamma$.

где

$$\mu = (\omega_\perp^2 - \omega^2)/(\omega_H^2 - \omega^2); \qquad \omega_\perp^2 = \omega_H(\omega_H + \omega_M),$$

$$\omega_H(z) = \gamma H_0(z), \qquad \omega_M = \gamma 4\pi M_0;$$

γ — гиромагнитное отношение ($\gamma = 2\pi \cdot 2.81 \cdot 10^6$ Гц/Э для ЖИГ). Решения (1) будем искать в виде

$$\psi = c \cdot f(x) \cdot \phi(z), \tag{2}$$

где C — константа, которую далее выразим через амплитуду внешнего ВЧ поля h_0. Будем считать, что поперечный профиль $f(x)$ решения определяется известным профилем ООМСВ, который находится с учетом закона дисперсии $k_z = k_z(\omega)$ этих волн:

$$k_z = \frac{2\sqrt{-\mu_1}}{D} = \begin{cases} \pi \cdot n + \operatorname{arctg}\sqrt{-\mu_1}, & n = 0, 1, \ldots, \\ \pi \cdot m - \pi/2 + \operatorname{arctg}\sqrt{-\mu_1}, & m = 1, 2 \ldots \end{cases} \tag{3}$$

и дается выражениями

$$f(x) = \begin{cases} -\sin[k_x(x - D/2)] \cdot [\sin(k_x D/2)]^{-1}, & n\text{-моды}, \\ \cos[k_x(x - D/2)] \cdot [\cos(k_x D/2)]^{-1}, & m\text{-моды}, \end{cases}$$

где $k_x = k_z/\sqrt{-\mu_1}$, $-\mu_1 = -\mu(z \gg z_1) > 0$. Подставляя (2) в (1), получим следующее уравнение для функции $\phi(z)$:

$$\frac{\partial^2\phi}{\partial z^2} - \mu(z)k_x^2\phi = 0, \tag{5}$$

причем $\mu(z_r) = 0$, $-\mu(z > z_r) > 0$, $-\mu(z < z_r) < 0$. Здесь z_r — точка, в которой выполняются условия однородного ФМР. Как известно, функция $\phi(z)$ может быть найдена методом ВКБ. Однако существует более универсальный метод решения, справедливый для широкого класса функций $\mu(z)$ и позволяющий записать асимптотическое решение (5) сразу во всей области изменения аргумента [4,§15]. Соотношение между коэффициентами общего решения уравнения (5) получим из следующих физических условий. Потребуем, чтобы $\phi(z)$ была непрерывной в точке $z = z_r$, имела бы вид бегущей волны $\phi(z) \sim \exp[i(\omega t + k_z z)]$ при $z \gg z_r$ и явилась бы конечной при $z \to -\infty$. После определения коэффициентов решение $\phi(z)$ запишется следующим образом:

$$\phi(z) = i \cdot q(z) \begin{cases} H_\nu^{(1)}(\xi), & z \geqslant z_r, \\ \exp(i\nu\pi/2)H_\nu^{(1)}(i\xi), & z \leqslant z_r, \end{cases} \tag{6}$$

где

$$q^2 = \frac{\xi(z)}{k_x\sqrt{|\mu(z)|}}, \quad \xi = \left|\int\limits_{z_r}^{z} dt \cdot k_x\sqrt{|\mu(z)|}\right|, \tag{7}$$

$H_\nu^{(1)}$ — функция Ханкеля. Предполагается, что $\mu(z)$ в окрестности точки $z = z_r$ имеет следующий вид: $\mu(z) = |z - z_r|^s\theta(z)$. Функция $\theta(z)$ имеет непрерывную вторую производную и либо строго положительна, либо строго отрицательна. Порядок функции Ханкеля определяется характером поведения $\mu(z)$ вблизи z_r: $\nu = 1/(2+s)$, $s > -2$ [4]. Используя асимптотику функции Ханкеля при $z \gg z_r$, нетрудно убедиться, что $\psi(z \gg z_r) = A \cdot f(x) \cdot \exp(ik_z z)$, т. е. ψ имеет вид бегущей плоской ООМСИ с амплитудой $A = \beta \cdot C$, где $|\beta|^2 = 2/(\pi \cdot k_z)$.

Таким образом, в выражении для магнитостатического потенциала (4) осталась одна неизвестная величина — константа C. Для определения константы C будем считать, что энергия взаимодействия ВЧ поля с высокочастотной намагниченностью полностью преобразуется в энергию ООМСВ, которая не затухает при распространении. Поток $\mathbf{P}$ мощности ООМСВ без учета затухания найден в [5]. Для бегущей волны вида $\psi = A \cdot f(x) \exp(ik_z z)$ с амплитудой $A = \beta \cdot C$ поток мощности $\mathbf{P}$ направлен вдоль оси z, а его величина дается выражением

$$P = \frac{\omega}{16\pi} |\beta|^2 \cdot C^2 \cdot k_z \cdot D \cdot (1 - 1/\mu_1). \tag{8}$$

Предположим далее, что поле $\mathbf{h}$ имеет круговую поляризацию с правым вращением, т. е. его амплитуда $\mathbf{h}_0 = (h_0, -ih_0, 0)$. Можно показать, что усредненная по периоду колебаний энергия W взаимодействия внешнего ВЧ поля $\mathbf{h}$ с высокочастотной намагниченностью $\mathbf{m} = \hat{\chi}\nabla\psi$, отнесенная к единице времени, имеет вид

$$\left\langle \frac{\partial W}{\partial t} \right\rangle = -\omega \int\limits_0^D dx \int\limits_{-\infty}^{\infty} dz \mathrm{Re}(i \cdot \mathbf{m} \cdot \mathbf{h}_0^*) = C \frac{\omega \cdot \sqrt{D}}{2 \cdot \pi} L h_0, \tag{9}$$

где

$$L = \frac{\omega_M}{\sqrt{D}} \int\limits_{z_r}^{\infty} \frac{dz}{\omega - \omega_H} q(z) \cdot J_\nu(\xi), \tag{10}$$

J_ν — функция Бесселя первого рода. Величина L имеет смысл длины, на которой происходит взаимодействие ВЧ поля со спиновой системой.

Наконец, приравнивая (8) и (9), получим связь константы C с амплитудой переменного ВЧ поля

$$C = \frac{4\pi}{\sqrt{D}(1 - 1/\mu_1)} L h_0 \tag{11}$$

и окончательное выражение для потока мощности ООМСВ

$$P = \frac{2 \cdot \omega \cdot \omega_M \cdot \omega_1}{\omega_1(\omega_1 + \omega_M) - \omega^2} L^2 h_0^2, \tag{12}$$

где $\omega_1 = \gamma H_1$.

Таким образом, в работе показана возможность возбуждения МСВ однородным ВЧ полем в ферромагнитной пленке, помещенной в неоднородное внешнее магнитное поле. Полученные выражения для потока мощности (12) и длины взаимодействия (10) позволяют исследовать чувствительность и разрешающую способность метода считывания информации [3] в зависимости от различных параметров.

Список литературы

[1] *Ganguly A.R., Webb D.C.* // IEEE Trans. 1975. V. MTT-23. № 12. P. 998–1006.

[2] *Schloman E.* // J. Appl. Phys. 1964. V. 35. N 1, P. 159–166.

[3] *Гобов Ю.Л., Шматов Г.А.* // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. В. 1. С. 54–59.

[4] *Никифоров А.Ф., Уваров В.Б.* Специальные функции математической физики.М.: Наука, 1978. 320 с.

[5] *Гречушкин К.В., Стальмахов А.В., Тюлюкин В.А.* // Радиотехника и электроника. 1986. В. 8. С. 1487–1494.

Институт физики
металлов УрО РАН
Екатеринбург

Поступило в Редакцию
21 февраля 1995 г.