

УДК 537.87:621.318.1

© 1992

## ДИПОЛЬНЫЕ И ОБМЕННЫЕ СПИНОВЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В НЕОДНОРОДНЫХ ФЕРРИТОВЫХ ПЛЕНКАХ

И. Ю. Гайович, Г. П. Головач, И. В. Зависляк, В. Ф. Романюк

Разработана теория прямых объемных магнитостатических волн (ПОМСВ) в неоднородных пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ), охватывающая прямую и обратную спектральные задачи. Экспериментально исследованы спектры спиновых возбуждений в неоднородной пленке ЖИГ. На основе решения прямой и обратной задач ПОМСВ и прямой задачи обменных спиновых волн показана корректность интерпретации экспериментального спектра в терминах пространственной неоднородности поля одноосной анизотропии.

Изучение свойств ферритовых пленок показало, что пространственная неоднородность их магнитных параметров существенно изменяет условия возбуждения и распространения спиновых волн в таких системах. Неоднородности величин внутреннего магнитного поля <sup>[1]</sup>, поля одноосной анизотропии <sup>[2-7]</sup>, намагниченности насыщения <sup>[2, 5, 8]</sup> и обменной постоянной <sup>[5, 8]</sup> могут привести к видоизменению спектра поглощения спиновых возбуждений, появлению новых линий поглощения и изменению затухания спиновых волн. Для изучения этих явлений ранее предлагались физические модели, учитывающие пространственную неоднородность одного <sup>[1, 3, 4, 6-8]</sup> или нескольких <sup>[2, 5]</sup> магнитных параметров в одном из измерений ферритовой пленки, чаще всего в направлении перпендикуляра к ее плоскости. Профиль неоднородности какого-либо параметра в простейшем случае имел вид ступенчатой функции с одной или несколькими точками деления внутри пленки <sup>[2-5]</sup>. Кроме этого, использовался плавный (градиентный) характер неоднородности при изучении спектров спиновых волн в неоднородных ферритовых пленках <sup>[1, 4, 6-8]</sup>. В экспериментальных работах, связанных с изучением неоднородных ферритовых пленок, чаще всего применялись обменные спиновые возбуждения, в которых резонанс имеет место по толщине пленки. Вдоль этого направления движутся волны магнитного момента и существует неоднородность магнитных параметров. Это в свою очередь приводит к сильному влиянию неоднородности на спектр обменных спиновых возбуждений. Исследование дипольных спиновых возбуждений в неоднородных пленках показало, что спектры поглощения дипольных магнитостатических колебаний изменяются, но в гораздо меньшей степени.

Целью настоящей работы является создание теории ПОМСВ в ферритовых пленках с одномерной неоднородностью магнитных параметров, позволяющей интерпретировать спектры ПОМСВ при известных распределениях параметров (прямая задача), определение по спектрам ПОМСВ закона распределения параметров (обратная задача) и экспериментальная проверка полученных результатов.

### 1. Прямая и обратная задачи для ПОМСВ в безобменном приближении

При решении задач предполагаем одномерную неоднородность магнитных параметров в направлении, перпендикулярном плоскости ферритовой пленки, и

Используем безобменное приближение с тензором магнитной проницаемости  $\hat{\mu} = \hat{\mu}(z)$ , причем ось  $z$  совпадает по направлению с внешним магнитным полем  $H_0$ , которое в режиме ПОМСВ перпендикулярно плоскости пленки. Этот тензор имеет следующий вид [9]:

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu(z) & -i\mu_a(z) & 0 \\ i\mu_a(z) & \mu(z) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где

$$\mu(z) = (\omega^2 - \omega_1^2(z)) / (\omega^2 - \omega_H^2(z)),$$

$$\mu_a(z) = \omega_M(z) \omega / (\omega^2 - \omega_H^2(z)),$$

$$\omega_1^2(z) = \omega_H(z) (\omega_M(z) + \omega_H(z)),$$

$$\omega_M(z) = \gamma 4\pi M(z),$$

$$\omega_H(z) = \gamma \left[ H_0 - 4\pi M(z) + H_{\text{uni}}(z) - \frac{4}{3} H_k(z) \right],$$

$H_0$  — внешнее магнитное поле,  $\gamma$  — модуль гиромангнитного отношения,  $4\pi M(z)$  — намагниченность насыщения,  $H_{\text{uni}}(z)$  — поле одноосной анизотропии,  $H_k(z)$  — поле кубической анизотропии.

В этом случае уравнение Уокера [10] для скалярного магнитостатического потенциала  $\psi$  имеет вид:  
внутри пленки  $0 \leq z \leq s$

$$\mu(z) \left[ \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right] + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0, \quad (2a)$$

вне пленки  $z < 0, z > s$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0. \quad (2b)$$

Рассмотрим плоские неоднородные волны, полагая  $\psi = \psi(z) \exp[i(\omega t - \mathbf{k}r)]$ , где  $\mathbf{k} = (k_x, k_y, 0)$  — волновой вектор в плоскости пленки.

Используя граничные условия на поверхностях пленки и исключая решения, отвечающие областям вне пленки, а также вводя нормированные на толщину пленки координату  $u = z/s$  и волновое число  $q = |k|s$ , приходим к задаче на отрезке  $u = [0, 1]$

$$\frac{d^2 \psi}{du^2} - q^2 \mu(u) \psi = 0, \quad 0 \leq u \leq 1, \quad (3)$$

$$\left( \frac{d\psi}{du} - |q| \psi \right) \Big|_{u=0} = 0, \quad (4)$$

$$\left( \frac{d\psi}{du} + |q| \psi \right) \Big|_{u=s} = 0. \quad (5)$$

Понизив порядок уравнения (3), получим задачу для основной моды ПОМСВ в виде: [10]

$$\frac{dV}{du} = q(\mu(u) - V^2), \quad 0 \leq u \leq 1, \quad q > 0, \quad (6)$$

$$V(0) = 1, \quad V(1) = -1. \quad (7)$$

На основе формул (1), (6), (7) можно рассмотреть прямую и обратную спектральные задачи для ПОМСВ в неоднородной пленке ЖИГ.

Прямая задача. Возможны два варианта постановки: а) известны  $\omega = \text{const}$ ,  $4\pi M(u)$ ,  $H_{\text{uni}}(u)$ ,  $H_k(u)$ , а необходимо определить  $H_0 = H_0(q)$ ; б) известны  $H_0 = \text{const}$ ,  $4\pi M(u)$ ,  $H_{\text{uni}}(u)$ ,  $H_k(u)$ , необходимо определить  $\omega = \omega(q)$ . В остальном решение прямой задачи по обоим вариантам совпадает, за исключением нормировки величин магнитных параметров материала ферритовой пленки. В случае а) проводится нормировка на величину  $\omega/\gamma$ , а в случае б) на величину  $H_0$ . В дальнейшем мы сосредоточимся на случае пространственной неоднородности поля одноосной анизотропии, считая намагниченность насыщения и поле кубической анизотропии постоянными, что, однако, не влияет на общность постановки задачи. Тогда нормировку магнитных величин для двух вариантов постановки можно записать в виде

$$а) \frac{\gamma H_{\text{uni}}(u)}{\omega} = b_0 + b_1 u + b_2 u^2 + \dots, \quad b_m = \frac{4\pi M}{\omega/\gamma}, \quad b_k = \frac{H_k}{\omega/\gamma}, \quad (8)$$

$$б) \frac{H_{\text{uni}}(u)}{H_0} = b_0 + b_1 u + b_2 u^2 + \dots, \quad b_m = \frac{4\pi M}{H_0}, \quad b_k = \frac{H_k}{H_0}. \quad (9)$$

Рассмотрим получение спектра  $H_0 = H_0(q)$ . Это предполагает выбор ряда значений  $H_0^{(j)}$  магнитного поля  $H_0$  в диапазоне, примерно соответствующем спектру ПОМСВ в однородной пленке [11]. Для решения поставленной задачи воспользуемся методом Ньютона. Для выбранного значения  $H_0^{(j)}$  решаем дифференциальное уравнение (6) методом Рунге—Кутты высокого порядка точности при двух различных значениях  $q_n^{(j)}$  и  $q_{n-1}^{(j)}$  и находим новое приближение  $q_{n+1}^{(j)}$  по формуле Ньютона

$$q_{n+1}^{(j)} = q_n^{(j)} - \frac{V(1)|_{q=q_n^{(j)}}}{V(1)|_{q=q_n^{(j)}} - V(1)|_{q=q_{n-1}^{(j)}}} (q_n^{(j)} - q_{n-1}^{(j)}). \quad (10)$$

Продолжая в такой последовательности процесс итерации, определяем с требуемой точностью  $q^{(j)} = q(H_0^{(j)})$ .

Обратная задача имеет такие же два варианта постановки, как и прямая. Ограничимся изложением варианта, подобного варианту а). Заданы  $\omega = \text{const}$ ,  $H_0 = H_0(q)$ . Необходимо определить  $4\pi M$ ,  $H_k$  и коэффициенты  $b_0, b_1, b_2 \dots$  в разложении (5). Метод решения похож на

изложенный выше с той лишь разницей, что итерация проводится для векторной величины

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} b_m \\ b_0 - \frac{4}{3} b_k \\ b_1 \\ b_2 \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (11)$$

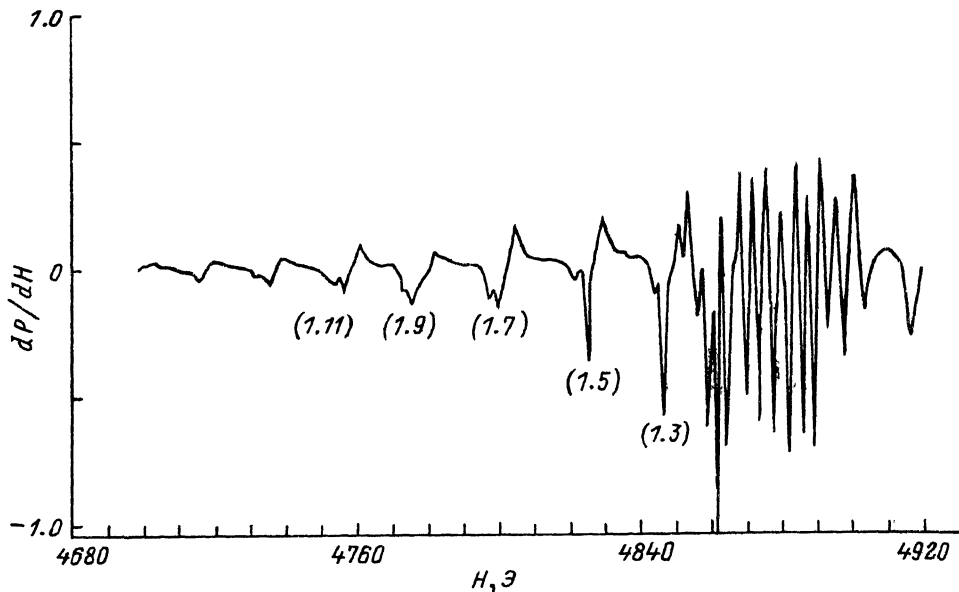
по методу Ньютона

$$V'(B^{(n)}) (B^{(n+1)} - B^{(n)}) = -V(B^{(n)}) \quad (12)$$

Заметим, что по мере увеличения количества вычисляемых констант вектора  $\mathbf{B}$  возрастает сложность решения уравнения (12). Поэтому имеет смысл последовательно наращивать степень аппроксимирующего полинома, начиная с первой. В этом случае выбираются две конечные точки отрезка дисперсионной кривой  $[H_0(q_1), H_0(q_2)]$  и  $H_{uni}(u)$  представляется в виде  $H_{uni}(u)/(\omega/\gamma) = b_0 + b_1 u$ . Затем решается дифференциальное уравнение (6) с начальным условием  $V(0) = 1$  по методу Рунге—Кутты 4-го или 5-го порядка, после чего по формуле (12) находится новое  $(n+1)$  приближение к вектору  $\mathbf{B}$ . По достижении необходимой точности определения  $b_0$  и  $b_1$  решается прямая задача для всех резонансных полей  $H_0$  из отрезка дисперсионной кривой, определяется точка  $q_3$  максимального отклонения теоретической дисперсионной кривой от экспериментальной, уточняется функция  $H_{uni}(u)$  добавлением квадратичного члена  $b_2 u^2$  и снова применяется весь алгоритм. Если второй степени аппроксимирующего полинома недостаточно для интерпретации с желаемой точностью всего экспериментального спектра путем решения прямой задачи ПОМСВ, то необходимо добавить еще одну точку к имеющимся трем для решения обратной задачи ПОМСВ и увеличить степень полинома в (8) на единицу.

## 2. Экспериментальные исследования спектров неоднородных пленок ЖИГ

Экспериментальные исследования спектров дипольных и обменных спиновых волн проводились в пленке железо-иттриевого граната (ЖИГ) толщиной  $s \approx 5$  мкм. Выращенная пленка обладала неоднородностью поля одноосной анизотропии вдоль нормали к ее плоскости. Образец имел прямоугольную форму с размерами сторон  $a = 0.49$  мм и  $b = 2.86$  мм. Внешнее магнитное поле приложено перпендикулярно поверхности образца пленки. Спектры мод регистрировались радиоспектрометром сантиметрового диапазона. Из спектра (см. рисунок) хорошо видно существование двух областей, отличающихся расстоянием между значениями величин соседних резонансных полей. На участке, соответствующем большим магнитным полям, указанное расстояние имеет примерно эквидистантный характер (разность между значениями соседних резонансных полей составляет приблизительно 4 Э). При меньших величинах значений резонансных полей этого нет. В данном эксперименте мы наблюдаем явление возникновения связи между дипольными волнами и обменным резонансом, источником которой являются магнитные неоднородности [12]. Используя результаты работы [13], можно сделать вывод о том, что резонансы в области меньших магнитных полей удовлетворяют магнитостатическому безобменному приближению. Для интерпретации



Экспериментальный спектр спиновых волн в неоднородной пленке ЖИГ.

ретации резонансов, расположенных в другой области спектра, необходимо учитывать обменное взаимодействие.

Изложенный способ решения обратной задачи ПОМСВ был применен к анализу безобменной области спектра на рисунке. По трем точкам дисперсионной кривой определены следующие параметры:

$$4\pi M = 1765 \text{ (Э)}, \quad (13)$$

$$\frac{\omega}{\gamma} b_0 - \frac{4}{3} H_k = 188.4 \text{ (Э)}, \quad (14)$$

$$\frac{\omega}{\gamma} b_1 = -66.1 \text{ (Э)}. \quad (15)$$

Затем была решена прямая задача ПОМСВ для остальных точек безобменной части спектра (см. рисунок) с использованием формул (13)—(15). Результаты расчета представлены в таблице в сравнении с экспериментальными. Полученные значения величин  $q = q(H_0)$  с хорошей точностью ( $\ll 0.7$  Э) аппроксимируют экспериментальный спектр магнитостатических возбуждений, что говорит о корректности представленного алгоритма решения обратной задачи ПОМСВ.

Для интерпретации обменной части спектра применим теорию обменных спиновых волн в неоднородной пленке феррита [2-4, 8]. Известно, что обменные магнитостатические колебания при свободных поверхностных спинах однородной пленки ЖИГ не возбуждаются. Если же магнитные параметры вещества пленки имеют пространственную неоднородность достаточно большой величины, то в некоторой области изменения внешнего магнитного поля (применительно к нашему эксперименту, в котором  $\omega = \text{const}$ ) происходит резонансное поглощение энергии в такой пленке за счет возбуждения обменных спиновых колебаний. Этот экспериментальный

Номер моды ( <i>m</i> , <i>n</i> )	Волновое число $q = ks$	Нормированное магнитное поле $Z = \gamma H_0 / \omega$	
		эксперимент	теория
1.3*	0.0956	1.4664	1.46640
1.5	0.1591	1.4595	1.45968
1.7*	0.2227	1.4528	1.45280
1.9	0.2863	1.4461	1.44608
1.11*	0.3498	1.4396	1.43960
1.13	0.4134	1.4333	1.43285
1.15	0.4770	1.4274	1.42692
1.17	0.5406	1.4217	1.42127

Примечание. Звездочкой обозначены моды, использованные при решении обратной задачи ПОМСВ и получении соотношений (10)–(12). Волновое число  $k$  вычислялось по формуле  $|k|^2 = (\pi x/a)^2 + (\pi y/b)^2$ , где  $m$ ,  $n$  — номера мод в плоскости пленки [14].

факт объясняется тем, что при определенных значениях величины внешнего магнитного поля объемная МСВ обретает затухающий характер около одной или обеих из поверхностей пленки в зависимости от симметрии профиля неоднородности относительно центра сечения пленки, что физически эквивалентно закреплению спинов на поверхности. Значения резонансных магнитных полей и амплитуд возбуждения таких волн в неоднородной пленке ЖИГ позволяют делать выводы о характере и величине неоднородности магнитных параметров в пленке ЖИГ.

Построим расчеты спектра обменных волн, используя [4]. Пусть на отрезке  $u = [0, 1]$  существуют максимальное и минимальное значения поля одноосной анизотропии  $H_{\text{uni}}^{\text{max}}$  и  $H_{\text{uni}}^{\text{min}}$ . Возбуждение обменных магнитостатических волн при отсутствии дополнительного закрепления спинов на поверхности пленки будет существовать в промежутке значений  $H_0$  магнитного поля

$$\frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M + \frac{4}{3} H_k - H_{\text{uni}}^{\text{max}} < H_{0i} < \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M + \frac{4}{3} H_k - H_{\text{uni}}^{\text{min}}. \quad (16)$$

Заметим, что этот интервал может быть в реальности меньше на величину порядка (см. [4])

$$\Delta H = 2D^{2/3} \left[ \frac{H_{\text{uni}}^{\text{max}} - H_{\text{uni}}^{\text{min}}}{s} \right]^{1/3}, \quad (17)$$

где  $D = 2A/M$  — константа,  $A$  — обменная постоянная вещества ЖИГ пленки.

Рассмотрим обменную часть спектра (см. рисунок). Интервал резонансных магнитных полей, в котором наблюдалось возбуждение обменных волн, равняется примерно 55 Э. Если использовать это значение для оценивания  $H_{\text{uni}}^{\text{max}} - H_{\text{uni}}^{\text{min}}$ , то по формуле (17) получим  $\Delta H \cong 11$  Э и приблизительное значение величины  $H_{\text{uni}}^{\text{max}} - H_{\text{uni}}^{\text{min}} \cong 66$  Э. Расчет обменного спектра по формулам [4], использующий профиль поля одноосной анизотропии, полученный при решении обратной задачи ПОМСВ (формулы (13)–(15)), дает результат, совпадающий с экспериментальным спектром с погрешностью 10% по межмодовому расстоянию.

Итак, разработана теория ПОМСВ в ферритовых пленках с одномерной неоднородностью магнитных параметров.

Использование этой теории показало, что интерпретация спектра спиновых возбуждений в неоднородной пленке ЖИГ в терминах пространственной неоднородности поля одноосной анизотропии является корректной.

Решена обратная задача ПОМСВ, вычислены значения величин намагниченности насыщения и коэффициентов разложения поля одноосной анизотропии по степеням пространственной координаты, которые при решении прямой задачи ПОМСВ и прямой задачи обменных спиновых волн позволяют получить спектр, с хорошей точностью аппроксимирующий экспериментальный.

#### Список литературы

- [1] Stancil D. D. // IEEE Trans. Magn. 1980. V. Mag-16. N 5. P. 1153—1155.
- [2] Wilts C. H., Prasad S. // IEEE Trans. Magn. 1981. V. Mag.-17. N 5. P. 2405—2414.
- [3] Wilts C. H., Zebrowski J., Komenou K. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. N 9. P. 5878—5884.
- [4] Hoekstra B., van Staple R. P., Robertson J. M. // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. N 1. P. 382—395.
- [5] Vittoria C., Shelleng J. H. // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. N 9. P. 4020—4031.
- [6] Algra H. A. et al. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. N 3. P. 2173—2175.
- [7] Algra H. A., Robertson J. M. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. N 3. P. 2173—2175.
- [8] Schlomann E. // J. Appl. Phys. 1965. V. 36. N 3. Part 2. P. 1193—1194.
- [9] Giensz R., Smocsynski L. // J. of Magn. and Magn. Mat. 1987. V. 66. P. 366—372.
- [10] Головач Г. П., Зависляк И. В. // Тез. докл. региональной конф. «Спин-волновые явления электроники СВЧ». Краснодар, 1987. С. 13.
- [11] Данилов В. В., Зависляк И. В., Балинский М. Г. Спин-волновая электродинамика. Киев: Лыбидь. 212 с.
- [12] Adam J. D., O'Keefe T. W., Patterson R. W. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. N 3. P. 2446—2448.
- [13] Филиппов Б. Н. // ФММ. 1971. Т. 32. N 5. С. 911—924.
- [14] Storey B. E., Tooke A. O. et al. // J. Phys. C., Solid State Phys. 1977. V. 10. P. 875—890.

Киевский государственный университет  
им. Т. Г. Шевченко

Поступило в Редакцию  
10 декабря 1991 г.