



## САМОМОДУЛЯЦИЯ ДИПОЛЬНО-ОБМЕННЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В НОРМАЛЬНО НАМАГНИЧЕННОЙ СВЯЗАННОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ СТРУКТУРЕ

*Г.М. Дудко, М.А. Малюгина, Ю.П. Шараевский*

В численном эксперименте, основанном на решении системы одномерных нелинейных нестационарных уравнений Шредингера, исследованы особенности развития эффекта самомодуляции магнитостатических волн в двухслойной ферромагнитной структуре при изменении связи между пленками. Проведена оценка влияния связи на групповые скорости, коэффициенты дисперсии и нелинейности волн с учетом обменного взаимодействия. Показано, что использование различных способов возбуждения связанной структуры и изменение величины связи между пленками дает возможность как регулировать частоту самомодуляции, так и наблюдать изменение характера волновой эволюции в направлении от порядка к хаосу и от хаоса к порядку.

### Введение

Использование многослойных ферромагнитных структур в качестве волноводов магнитостатических волн (МСВ) вызывает интерес с точки зрения расширения возможностей управления дисперсионными и амплитудными характеристиками этих волн. Линейные волновые процессы в структурах подобного типа, представляющих собой связанные системы [1], изучены достаточно подробно (см., например, [2-6]).

Существенный интерес в последние годы представляет также изучение нелинейных волновых процессов в ферромагнитных пленках, включая связанные структуры [7-10]. Известно [2,7,8], что для прямых объемных МСВ (ПОМСВ), распространяющихся как в одиночной пленке, так и в многослойной нормально намагниченной структуре, выполняется условие, необходимое для возникновения модуляционной неустойчивости относительно продольных возмущений, так называемый критерий Лайтхилла [5,11]. В частности, при амплитуде волны больше некоторого порогового значения  $\varphi_0^{кр}$  развитие неустойчивости может приводить к самомодуляции огибающей МСВ. Возможность самомодуляции огибающей дипольно-обменных магнитостатических волн в одиночных ферромагнитных пленках была ранее исследована как экспериментально [12], так и теоретически [13,14].

Целью данной работы явилось исследование влияния связи на нелинейные волновые процессы, сопровождающиеся развитием модуляционной неустой-

чивости ПОМСВ, при высоких уровнях входного сигнала в связанных ферромагнитных пленках.

## 1. Анализируемая модель и исходные соотношения

Рассматриваемая модель представляет собой структуру, состоящую из двух одинаковых ферромагнитных слоев (пленок) толщиной  $D$  с намагниченностью насыщения  $4\pi M_0$ , разделенных слоем диэлектрика толщиной  $d$ . Пленки считались однородными и изотропными с одноосной поверхностной анизотропией  $\vartheta$  и параметром обмена  $\Lambda$  [6]. Структура расположена так, что ось  $z$  перпендикулярна поверхности слоев, а нижняя граница верхней пленки в структуре совпадает с плоскостью  $xy$ . Система считается бесконечной в направлении осей  $x$  и  $y$ , постоянное магнитное поле  $H_0$  приложено вдоль оси  $z$  по нормали к поверхности слоев, что соответствует распространению в пленках вдоль оси  $x$  прямых объемных МСВ [2-7].

Расчет дисперсионных зависимостей ПОМСВ в рассматриваемой структуре проводился аналогично [4], исходя из совместного решения уравнений магнитостатики и уравнений Ландау - Лифшица в пленках. Однако в [4] анализировалась структура, состоящая из двух пленок с общей границей, а в данной работе для исследования влияния связи учитывалось, что между пленками имеется диэлектрический зазор толщиной  $d$ . В рассматриваемом случае электродинамические граничные условия при  $z=D, 0, -d, -d-D$ , ввиду непрерывности тангенциальных полей  $h_x$  и нормальных компонент магнитной индукции  $b_z = h_z + 4\pi m_z$ , примут вид

$$\begin{aligned} b_x^{(3)} &= b_x^{(1)}|_{z=D}, \\ b_x^{(1)} &= b_x^{(5)}|_{z=0}, \\ b_x^{(5)} &= b_x^{(2)}|_{z=-d}, \\ b_x^{(2)} &= b_x^{(4)}|_{z=-d-D}, \end{aligned}$$

где индексы 1 и 2 соответствуют верхней 1 и нижней 2 ферромагнитным пленкам, индексы 3, 4, 5 - диэлектрической среде над пленкой 1, под пленкой 2 и между ними, соответственно. ВЧ магнитные поля в областях  $z>d$ ,  $0<z<-d$ ,  $z<-d-D$  запишутся в виде

$$\begin{aligned} h_x^{(3)} &= B^{(3)} \exp(-qz)T, & h_z^{(3)} &= ih_x^{(3)}|_{z>D}, \\ h_x^{(4)} &= -B^{(4)} \exp(qz)T, & h_z^{(4)} &= -ih_x^{(4)}|_{z<-d-D}, \\ h_x^{(5)} &= -B^{(5)} \exp(qz)T, & h_z^{(5)} &= -ih_x^{(5)}|_{-d<z<0}. \end{aligned}$$

Здесь  $q$  - волновое число,  $T = \exp i(-qx - \omega t)$ ,  $B^{(3),(4),(5)}$  - некоторые амплитуды высокочастотного магнитного поля. Обменные граничные условия учитывались в виде, характерном для нормальной одноосной поверхностной анизотропии [6].

Вид рассчитанных дисперсионных зависимостей, соответствующих двум модам дипольной ПОМСВ ( $n=1,2$ ) для анализируемой структуры при различных значениях  $d$  представлен на рис. 1. Влияние обменного взаимодействия наиболее сильно проявляется для пленок малой толщины на частотах синхронизма дипольных и обменных волн в структуре и приводит к «расталкиванию» дисперсионных кривых в области вырождения. Так, на рисунке показаны области дипольно-обменных «щелей», соответствующих взаимодействию дипольных мод с обменными модами ( $N=1,2,3$ ) при  $d=10$  мкм (сплошные линии) и 50 мкм

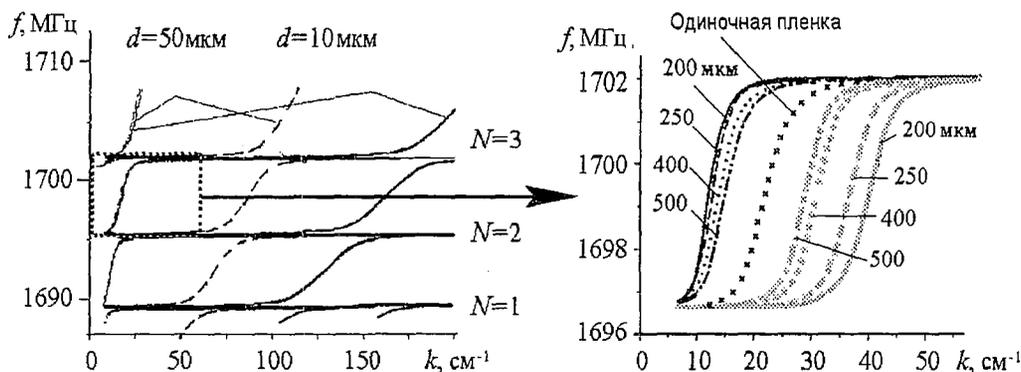


Рис. 1. Дисперсионные зависимости для дипольно-обменных ПОМСВ в связанной структуре;  $D=5$  мкм,  $\Lambda/\theta=10^5$  см $^{-1}$ ,  $H_0=875$  Э,  $4\pi M_0=1750$  Гс

(штриховые линии). На увеличенном фрагменте рис. 1 представлена область, соответствующая нижней ветви дипольно-обменной «щели» ( $N=3$ ) при различных значениях толщины диэлектрического промежутка  $d$ . В исследуемой структуре дисперсионная кривая для каждой моды одиночной пленки (маркированная кривая на увеличенном фрагменте рис. 1) расщепляется на две, соответствующие двум нормальным модам связанной системы - быстрой (темные кривые) и медленной (светлые кривые). С ростом толщины диэлектрического промежутка влияние связи уменьшается и дисперсионные кривые для быстрой и медленной мод приближаются к дисперсионной зависимости для МСВ в одиночной пленке.

Продольные составляющие вектора намагниченности  $M_z^{(1,2)}$  в каждом из ферромагнитных слоев можно представить в виде [7]:  $M_z^{(1,2)} \approx M_0(1 - (M_x^{(1,2)2} + M_y^{(1,2)2}) / (2M_0^2))$ , где  $M_x^{(1,2)}$ ,  $M_y^{(1,2)}$  - поперечные компоненты вектора намагниченности для соответствующих пленок, зависящие от амплитуд быстрой и медленной волн. С учетом того, что переменная намагниченность в каждой пленке зависит от  $|k_{\sigma}|^2$  и  $|\varphi_{\sigma}|^2$ , нелинейные дисперсионные соотношения для нормальных волн в связанной системе запишем следующим образом:

$$G_{\sigma,m}(\omega, k_{\sigma,m}, |\varphi_{\sigma}|^2, |\varphi_m|^2) = 0. \quad (1)$$

Это система связанных дисперсионных соотношений, в которой связь осуществляется через нелинейные члены, пропорциональные  $|k_{\sigma}|^2$  и  $|\varphi_m|^2$ .

В длинноволновом приближении ( $k_{\sigma,m}D \ll 1$ ) с точностью до членов порядка  $k_{\sigma,m}D$  и в предположении слабой нелинейности ( $|k_{\sigma,m}|^2 \ll 1$ ) эволюция комплексных амплитуд нормальных волн в изучаемой структуре может быть описана системой связанных нелинейных уравнений Шредингера, которую с учетом диссипации в среде можно представить как

$$\begin{cases} j(\partial\varphi_{\sigma}/\partial t + V_{\sigma} \partial\varphi_{\sigma}/\partial x) + A_{\sigma} \partial^2\varphi_{\sigma}/\partial x^2 - B_{\sigma}(|\varphi_{\sigma}|^2 + |\varphi_m|^2)\varphi_{\sigma}/4 + j\alpha\varphi_{\sigma} = 0, \\ j(\partial\varphi_m/\partial t + V_m \partial\varphi_m/\partial x) + A_m \partial^2\varphi_m/\partial x^2 - B_m(|\varphi_{\sigma}|^2 + |\varphi_m|^2)\varphi_m/4 + j\alpha\varphi_m = 0. \end{cases} \quad (2)$$

В уравнениях (2)  $V_{\sigma,m} = \partial\omega/\partial k_{\sigma,m}$  - групповые скорости нормальных волн в структуре;  $A_{\sigma,m} = 1/2 \partial^2\omega/\partial k_{\sigma,m}^2$  - коэффициенты, характеризующие дисперсионное расплывание волн;  $B_{\sigma,m} = \partial\omega/\partial |\varphi_{\sigma,m}|^2$  - коэффициенты нелинейности быстрой и медленной волн;  $\alpha = 2\pi\gamma\Delta H$  - коэффициент диссипации,  $\gamma$  - гиромагнитная постоянная,  $\Delta H$  - ширина кривой ферромагнитного резонанса. Аналогичная система волновых уравнений была записана в [15] для описания одновременного распространения двух поверхностных МСВ с различными частотами.

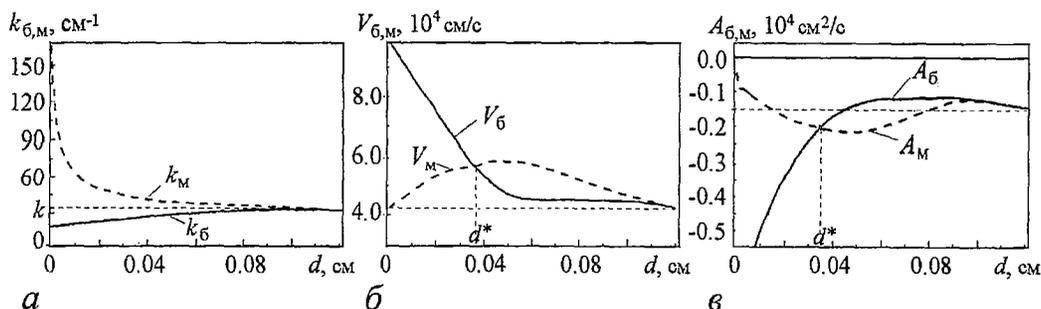


Рис. 2. Зависимость волновых чисел  $k$ , групповых скоростей  $V$  и коэффициентов дисперсии  $A$  нормальных волн от толщины диэлектрического промежутка  $d$ ; сплошные линии соответствуют быстрой волне, штриховые - медленной

Соответствующие зависимости для коэффициентов в уравнениях (2), полученные с использованием дисперсионных соотношений, показанных на рис. 1, для частоты  $f=1701.8$  МГц при различных значениях  $d$  приведены на рис. 2: зависимости волновых чисел быстрой ( $k_b$ ) и медленной ( $k_m$ ) нормальных волн от  $d$ ; изменение групповых скоростей  $V_{б,м}$ ; зависимость значений коэффициентов дисперсии  $A_{б,м}$  нормальных волн от величины  $d$ . Отметим, что для выбранной рабочей частоты знак коэффициента дисперсии при варьировании  $d$  не меняется. Из рисунка следует, что можно выделить две основные области значений  $d$  с характерными отличиями в поведении коэффициентов  $A_{б,м}$  и  $V_{б,м}$ . Граница между этими областями соответствует значению  $d^*$ . При  $d < d^*$  получаем, что  $V_m < V_b$  и  $|A_m| < |A_b|$ , а при  $d > d^*$  имеет место обратная ситуация.

Можно показать, что для дипольных ПОМСВ значения коэффициентов нелинейности нормальных волн слабо зависят от величины  $d$  и практически совпадают со значением  $B$  в одиночной пленке. Учет обменных эффектов при распространении ПОМСВ в структуре приводит к значительному искажению дисперсионных характеристик волн, однако не может привести к существенному изменению коэффициента нелинейности, значение которого определяется намагниченностью структуры. В связи с этим будем считать, что коэффициент нелинейности для дипольно-обменных ПОМСВ равен коэффициенту нелинейности для дипольных волн и слабо зависит от величины связи в структуре, то есть  $B_{б,м} = B \approx \omega_M$  [8].

## 2. Результаты расчетов

Численные расчеты проводились с использованием системы (2) для ЖИГ-пленок и значений параметров системы, которые можно реализовать в реальных схемах (в частности,  $D=7$  мкм,  $f=1701.78$  МГц,  $H_0=875$  Э,  $4\pi M_0=1750$  Гс,  $\Delta H=0.1$  Э,  $\Lambda/\theta=10^5$  см<sup>-1</sup>). Значения безразмерных амплитуд сигналов, подаваемых в каждую из пленок  $\varphi_0^{(1,2)}$ , выбирались в пределах  $1 \cdot 10^{-2} \dots 8 \cdot 10^{-2}$ .

Рассматривалось возбуждение структуры непрерывным сигналом. Для решения системы уравнений (2) задавались следующие начальные условия:

$$\begin{cases} \varphi_b(y,0) = \begin{cases} \varphi_{0b}, & y = 0, \\ 0, & 0 < y < L, \end{cases} \\ \varphi_m(y,0) = \begin{cases} \varphi_{0m}, & y = 0, \\ 0, & 0 < y < L, \end{cases} \end{cases} \quad (3)$$

и граничные условия:

$$\left\{ \begin{array}{l} \left\{ \begin{array}{l} \varphi_6(0,t) = \varphi_{06}, \\ \varphi_6(0,t) = \varphi_{0м}, \end{array} \right. \\ \left\{ \begin{array}{l} \varphi_6(L,t) = 0, \\ \varphi_м(L,t) = 0, \end{array} \right. \end{array} \right. \quad (4)$$

где  $0 < t \leq t_{\text{набл}}$ ,  $t_{\text{набл}}$  - время наблюдения,  $L$  - длина структуры.

Система (2) записана для нормальных волн в структуре, однако более наглядна эволюция во времени сигналов, распространяющихся непосредственно либо в пленке 1, либо в пленке 2. Комплексные амплитуды огибающих в каждой из линий в этом случае можно представить через  $\varphi_{6,м}$  следующим образом:

$$\varphi^{(1,2)}(y,t) = (\varphi_6(y,t) \pm \varphi_м(y,t))/2. \quad (5)$$

Далее, в численном эксперименте мы рассмотрели поведение  $\varphi_{6,м}$  и  $\varphi^{(1,2)}$ .

Отметим, что выражение (5), записанное для медленно меняющихся амплитуд  $\varphi^{(1,2)}$ , не учитывает эффект пространственных биений между нормальными модами структуры, связанный с разницей  $\Delta k = |k_6 - k_м|$  волновых чисел этих мод. Поэтому поведение амплитуд  $\varphi^{(1,2)}$  в физическом эксперименте и поведение, рассчитываемое с помощью уравнений (2), не будут качественно отличаться друг от друга лишь при больших  $L_{\text{лин}} = \pi/(\Delta k)$  на расстояниях  $l < L_{\text{лин}}$ . В противном случае поведение амплитуд  $\varphi^{(1,2)}$  в связанных пленках будет определяться сложной суперпозицией нелинейных эффектов, описываемых системой (2), и линейного эффекта пространственных биений вдоль длины распространения  $l$ .

Нелинейные эффекты самовоздействия проявляются на длинах  $l$ , больших некоторой характерной длины нелинейности  $L'$  [14], причем при рассматриваемых параметрах системы длина  $L' = V/(B|\varphi|^2) \sim 10^{-2}$  см. Таким образом, поведение сигнала имеет смысл рассматривать на расстояниях  $l$ , находящихся в интервале значений  $L' < l < L_{\text{лин}}$ . Применительно к приведенным параметрам структуры, данное соотношение выполняется при значениях  $d > 200$  мкм. Последнее условие соответствует  $L_{\text{лин}} > 0.1$  см (см. значения  $k_6$  и  $k_м$  на рис. 2, а).

**Синфазный и противофазный типы возбуждения.** Рассмотрим случай возбуждения в структуре одной из нормальных волн: либо быстрой  $\varphi_{06} \neq 0$ ,  $\varphi_{0м} = 0$ , либо медленной  $\varphi_{0м} \neq 0$ ,  $\varphi_{06} = 0$ . Подобная ситуация может реализоваться, например, если в обе пленки подаются сигналы одинаковой амплитуды либо в фазе,  $\varphi_0^{(1)} = \varphi_0^{(2)}$  - возбуждается быстрая волна, либо в противофазе,  $\varphi_0^{(1)} = -\varphi_0^{(2)}$  - возбуждается медленная волна. При возбуждении одной из нормальных волн система уравнений (2) преобразуется к одному из несвязанных нелинейных уравнений вида

$$j(\partial\varphi_{6,м}/\partial t + V_{6,м} \partial\varphi_{6,м}/\partial x) + A_{6,м} \partial^2\varphi_{6,м}/\partial x^2 - B_{6,м} |\varphi_{6,м}|^2 \varphi_{6,м}/2 + j\alpha\varphi_{6,м} = 0. \quad (6)$$

Из рис. 2, в видно, что при выбранном способе возбуждения системы действие связи приводит к изменению величины коэффициентов дисперсии по сравнению с одиночной пленкой, однако изменения знаков этих коэффициентов не происходит. Следовательно, критерий модуляционной неустойчивости (критерий Лайтхилла) [11], который для одиночного нелинейного уравнения Шредингера записывается как

$$\partial^2\omega/\partial k^2 \cdot \partial\omega/\partial|\varphi|^2 < 0, \quad (7)$$

выполняется и в случае возбуждения одной из нормальных волн ПОМСВ в связанной системе.

На рис. 3 показаны зависимости значения частоты самомодуляции  $F$  от параметра  $d$  при различных способах возбуждения структуры: синфазном (штриховая линия) и противофазном (пунктирная), полученные в результате решения уравнений (6) при амплитуде входного сигнала  $\varphi_0=0.03$ , близкой к пороговой. Видно, например, что при толщине диэлектрического промежутка  $d=200$  мкм частота модуляции больше в случае синфазного возбуждения структуры:  $F_6=4.8$  МГц,  $F_M=2.5$  МГц. С изменением  $d$  возможно выравнивание частот модуляции при синфазном и противофазном возбуждении, например,  $F_6=F_M$  при  $d=400$  мкм, то есть близком к  $d^*$  значению, при котором  $V_6=V_M$ ,  $A_6=A_M$  (см. рис. 2, б, в). При  $d=600$  мкм имеет место ситуация  $F_6 < F_M$ . При изменении  $d$  наблюдается также некоторое изменение порогового значения амплитуды входного сигнала  $\varphi_0^{кр}$ , необходимого для развития процессов самомодуляции. Однако данный эффект выражен слабо, отличие пороговых амплитуд достаточно мало, не более 0.1% от порогового значения амплитуды в одиночной пленке.

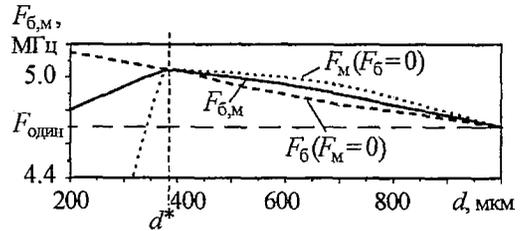


Рис. 3. Зависимость частоты модуляции  $F$  от параметра  $d$  при  $\varphi_0=0.03$ : возбуждение только быстрой волны (штриховая линия), только медленной волны (пунктирная линия) и возбуждение двух нормальных волн (сплошная линия)

При увеличении амплитуды сигнала происходит усложнение частотного спектра. На рис. 4 схематически показано изменение характера поведения сигнала при  $\varphi_0=0.04$  в зависимости от расстояния между пленками  $d$  при синфазном (рис. 4, а) и противофазном (рис. 4, б) способах возбуждения. Видно, что при синфазном возбуждении и увеличении  $d$  наблюдается переход к хаотическому поведению амплитуды огибающей (спектр сигнала становится сплошным, наблюдается странный аттрактор в фазовом пространстве) после двух бифуркаций удвоения периода. В случае противофазного возбуждения структуры имеет место иная динамика поведения огибающей при изменении  $d$ . Увеличение  $d$  сначала

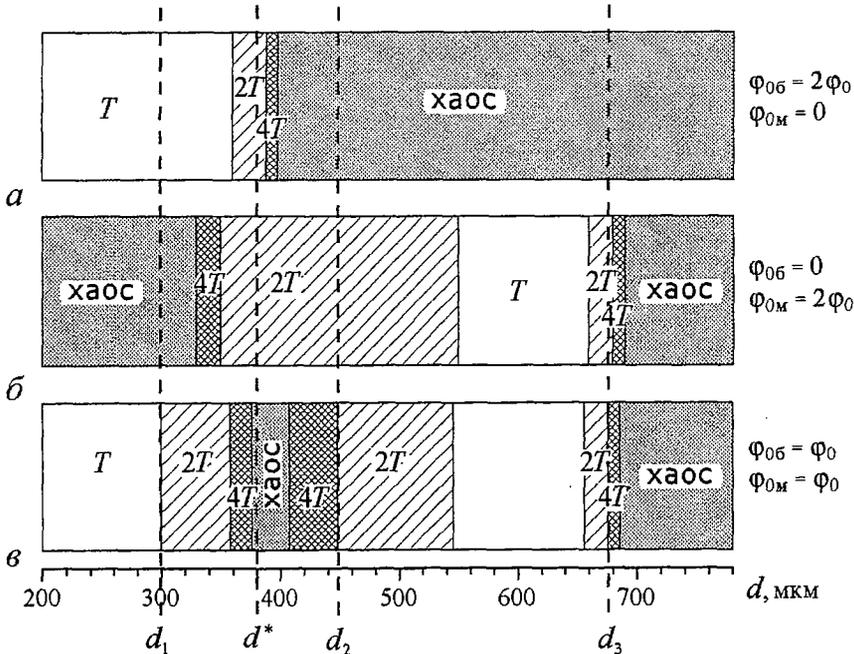


Рис. 4. Зависимость качественно различных режимов поведения огибающей от параметра  $d$  при  $\varphi_0=0.04$ : возбуждение только быстрой волны (а), только медленной волны (б) и возбуждение двух нормальных волн (в)

сопровождается переходом к периодической эволюции по пути «хаос - период  $4T$  - период  $2T$  - период  $T$ », а затем снова наблюдается переход к хаотическому поведению огибающей после двух бифуркаций удвоения периода. Отметим, что аналогичный сценарий перехода к хаосу наблюдался в одиночной пленке при тех же параметрах [11] с увеличением амплитуды входного сигнала.

Таким образом, возбуждая только быструю или только медленную волну, можно управлять развитием модуляционной неустойчивости в связанной структуре. Возможно также изменение частоты самомодуляции огибающей в зависимости от величины связи.

**Возбуждение двух нормальных волн.** Рассмотрим более общую ситуацию, связанную с возбуждением в системе двух нормальных волн. Такой способ возбуждения структуры можно реализовать, например, подавая сигнал только в одну из пленок структуры. Ниже приведены результаты численного решения системы связанных нелинейных уравнений (3) с учетом (4) и (5), относящиеся к случаю, когда  $\varphi_{0б} = \varphi_{0м} = \varphi_0$ . Частоты самомодуляции обеих нормальных волн в этом случае одинаковы ( $F_{б,м} = F$ ). При амплитуде входного сигнала, близкой к пороговой, величина  $F$  лежит между значениями частот самомодуляции при возбуждении одной из нормальных волн, быстрой или медленной, как показано на рис.3 сплошной кривой. Видно, что при увеличении  $d$  до некоторого значения  $d^*$  частота в связанной системе будет расти, а затем при  $d \rightarrow \infty$  убывать.

Изменение характера поведения сигнала при  $\varphi_0 = 0.04$  в зависимости от расстояния между пленками  $d$  при возбуждении обеих нормальных волн показано на рис. 4, в. Видно, что при  $d < d_1$  поведение амплитуды огибающей определяется поведением быстрой волны. В этом случае имеет место модуляция огибающей с периодом  $T$ , аналогично поведению сигнала при возбуждении только быстрой волны (см. рис. 4, а). Подобное поведение связано с тем, что если  $d < d_1$ , то  $V_б > V_м$  и из-за влияния потерь амплитуда сигнала, соответствующая быстрой волне, больше амплитуды сигнала медленной волны при возбуждении обеих нормальных волн. Из-за разницы амплитуд нормальных волн определяющим в общей волновой эволюции оказывается поведение быстрой волны. При  $d_2 < d < d_3$ , так как  $V_б < V_м$ , поведение амплитуды огибающей при возбуждении двух нормальных волн определяется поведением медленной волны. При значениях  $d$ , близких к  $d^*$  (а именно, при  $d_1 < d < d_2$ ), основные параметры нормальных волн близки (см. рис. 2), поэтому и амплитуды нормальных волн примерно равны. Так как параметры каждой из нормальных волн соответствуют своей частоте модуляции, а вклад в волновую эволюцию каждой из волн примерно одинаков (из-за близости амплитуд нормальных волн), наблюдается хаотизация огибающей. Хаотическое поведение перемежается узкими областями синхронизации вдоль оси  $d$  (данные области из-за мелкого масштаба не выделены на рис.4), соответствующими модуляции с частотой одной из нормальных волн, либо с некоторой кратной частотой. Аналогично можно объяснить поведение огибающей и при  $d \rightarrow \infty$ . Кроме того, при  $d \rightarrow \infty$  начальный сигнал не перекачивается во вторую пленку, в результате амплитуда сигнала может превышать пороговое значение, необходимое для развития процессов самомодуляции в одиночной пленке. Например, амплитуда входного сигнала  $\varphi_0 = 0.04$  уже соответствует хаотическому поведению огибающей.

Таким образом, можно сделать вывод, что при возбуждении двух нормальных волн в структуре возможно изменение характера волновой эволюции как в направлении «порядок - хаос», так и в направлении «хаос - порядок» при последовательном увеличении  $d$ .

Очевидно, что характер поведения огибающей зависит не только от значения связи (параметра  $d$ ), но и от амплитуды входного сигнала. На рис. 5 представлена плоскость параметров «амплитуда входного сигнала - расстояние

между пленками» для  $\varphi_0 > \varphi_0^{кр}$ , отражающая различные режимы поведения амплитуды огибающей. При малых амплитудах входного сигнала (близких к  $\varphi_0^{кр}$ ) вне зависимости от величины связи имеет место модуляция сигнала с периодом  $T$ . С увеличением амплитуды входного сигнала  $\varphi_0$  и (или) с уменьшением связи (увеличением  $d$ ) происходит переход к модуляции с периодом  $2T$ ,  $4T$  и затем к хаосу.

Проекция фазовых портретов, иллюстрирующие влияние расстояния между пленками  $d$  на развитие модуляционной неустойчивости в структуре, представлены на рис. 6. На

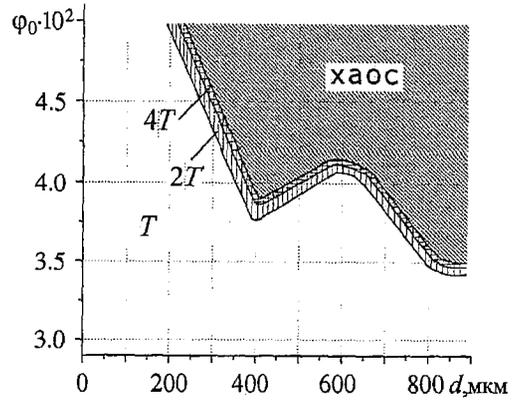


Рис. 5. Области качественно различных режимов поведения огибающей при возбуждении двух нормальных волн

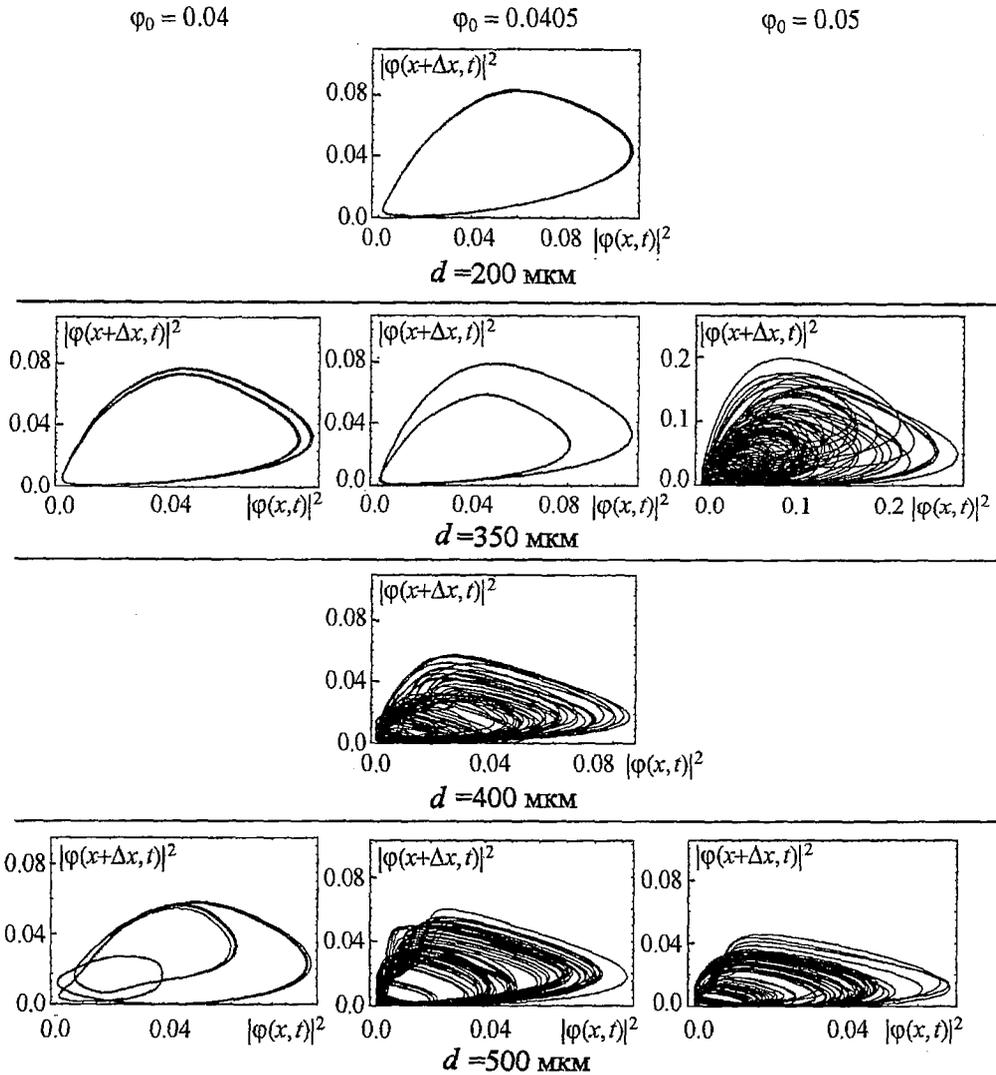


Рис. 6. Проекция фазовых портретов, иллюстрирующие влияние расстояния между пленками  $d$  на развитие модуляционной неустойчивости в структуре при различных амплитудах входного сигнала  $\varphi_0$

данном рисунке показано, каким образом меняется характер волновой эволюции при движении вдоль следующих прямых плоскости параметров рис. 5:  $\varphi_0=0.04$ ,  $\varphi_0=0.0405$  и  $\varphi_0=0.05$ .

Выше анализировались процессы, наблюдающиеся на некотором фиксированном расстоянии  $x$  от входной антенны. Рассмотрим эволюцию сигнала вдоль направления распространения волны в каждой из двух пленок. Результаты моделирования, относящиеся к этому случаю, при фиксированной величине параметра  $d$  ( $d=400$  мкм) и разных уровнях входного сигнала ( $\varphi_0^{(1)}=0.03$  и  $\varphi_0^{(1)}=0.024$  при  $\varphi_0^{(2)}=0$ ), подаваемого в одну из пленок, показаны на рис. 7. Наличие связи приводит к нелинейной перекачке сигнала между линиями вдоль направления распространения волны (сплошные кривые соответствуют амплитуде сигнала в линии 1, штриховые - в линии 2). При подаче сигнала только в одну из пленок сигнал сначала практически поровну распределяется между пленками, а

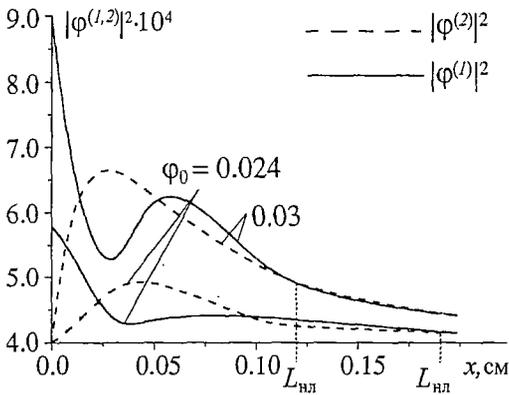


Рис. 7. Изменение квадрата модуля амплитуды огибающей в линиях  $|\varphi^{(1,2)}|^2$  вдоль направления распространения  $x$  при различных амплитудах входного сигнала  $\varphi_0$

затем уровень сигнала в каждой из пленок начинает балансировать около некоторого среднего значения, не убывая до нуля. Из-за влияния диссипации в процессе распространения волн их амплитуды уменьшаются, перекачка прекращается, а значения  $\varphi^{(1,2)}$  стабилизируются. Из рис. 7 видно, что при  $\varphi_0^{(1)}=0.03$  перераспределение (выравнивание) мощности сигнала между ферромагнитными слоями имеет место на расстоянии  $L_{нл} \approx L_{линт} \approx 0.12$  см, а при  $\varphi_0^{(1)}=0.024$  - на расстоянии  $L_{нл} \approx 0.2$  см. При  $\varphi_0 < \varphi_0^{кр}$  расстояние  $L_{нл}$  превышает диссипативную длину  $L_d$ . В результате нелинейная перекачка мощности между линиями практически отсутствует.

### Заключение

Выявлены основные особенности развития модуляционной неустойчивости дипольно-обменных ПОМСВ в связанной структуре, состоящей из двух ферромагнитных пленок. Проведена оценка влияния связи между слоями связанной структуры ферромагнетик - диэлектрик - ферромагнетик на дисперсионные характеристики каждой из нормальных волн, возбуждаемых в такой структуре. Результаты, представленные в работе, позволяют сделать следующие выводы.

- Использование различных способов возбуждения связанной структуры дает возможность регулировать частоту самомодуляции МСВ и наблюдать качественно различные режимы поведения огибающей МСВ при изменении расстояния между пленками.

- При возбуждении двух нормальных волн в структуре возможно изменение характера волновой эволюции в направлении как «порядок - хаос», так и «хаос - порядок» при последовательном изменении  $d$ . Изменение коэффициента связи в системе ферромагнетик - диэлектрик - ферромагнетик дает возможность наблюдать тот же сценарий перехода к хаосу, что и при увеличении амплитуды входного сигнала в одиночной линии.

• Нелинейная связь между пленками структуры проявляется в том, что сигнал при возбуждении одной из пленок делится между связанными пленками. Длина структуры, на которой имеет место деление сигнала, обратно пропорциональна амплитуде входного сигнала и зависит от расстояния между пленками.

Авторы выражают благодарность Ю.А.Филимонову за полезные обсуждения результатов работы.

*Работа выполнена в рамках программ Минобразования РФ «Университеты России» (грант № УР.01.01.052), Минобразования РФ и CRDF (BRHE, REC-006), а также при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 04-02-16296).*

### **Библиографический список**

1. Люиселл У. Связанные и параметрические колебания в электронике. М.:ИЛ, 1963. 351с.
2. Ваишковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та. 1993, 316 с.
3. Зависляк И.В., Кондратюк В.А., Романюк В.О. Магнитостатические волны в двухслойных структурах с внутренним возбуждением // Укр.физ.журн. 1993. Т. 38, № 12. С. 1845.
4. Высоцкий С.Л., Казаков Г.Т., Маряхин А.В., Филимонов Ю.А. Объемные магнитостатические волны в обменно-связанных ферритовых пленках // ЖТФ. 1998. Т. 68, № 7. С. 97.
5. Веселов А.Г., Высоцкий С.Л., Никитов С.А., Филимонов Ю.А. Поверхностные магнитостатические волны в двухслойной ферромагнитной структуре // Радиотехника и электроника. 1999. Т. 44, №7. С. 851.
6. Hillebrands B. Calculation of spin waves in multilayered structures including interface anisotropies and exchange contributions // Phys. Rev. B. 1988. № 16. P. 9885.
7. Шараевский Ю.П., Малюгина М.А. Моделирование нелинейных процессов на магнитостатических волнах в связанных ферромагнитных структурах // Изв.вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2000. Т. 3, № 3. С. 59.
8. Звездин А.К., Попов А.Ф. К нелинейной теории магнитостатических спиновых волн // ЖЭТФ. 1983. Т. 84, вып. 2. С. 606.
9. Xuan-Zhang Wang, Shu-Rong Xu. Nonlinear magnetostatic surface waves of magnetic multilayers: Effective medium theory // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 63. P. 054415-1-054415-10.
10. Киндяк А.С., Киндяк В.В. Солитонные режимы распространения поверхностных магнитостатических волн в структуре магнетик - полупроводник // ФТТ. 1999. Т. 41, вып. 7. С. 1272.
11. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. М.: Наука, 1976. 622 с.
12. Дудко Г.М., Казаков Г.Т., Кожевников А.С., Филимонов Ю.А. Удвоение периода и хаос при четырехмагнотном распаде МСВ в пленках ЖИГ // ПЖТФ. 1987. Т. 13. С. 736.
13. Галишиников А.А., Дудко Г.М., Филимонов Ю.А. Влияние внешнего периодического воздействия на режим самомодуляции магнитостатических волн // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2001. Т. 9, № 4-5. С. 95.
14. Дудко Г.М., Филимонов Ю.А. Численное исследование явлений самовоздействия ограниченных пучков обратных объемных магнитостатических волн в ферромагнитных пленках // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1999. Т. 7, № 2-3. С. 17.

## SELF-MODULATION OF DIPOLE-EXCHANGE MAGNETOSTATIC WAVES IN COUPLED FERROMAGNETIC STRUCTURE WITH PERPENDICULAR MAGNETIZATION

*G.M. Dudko, M.A. Malugina, Yu.P. Sharaevsky*

The basic features of development of magnetostatic waves self-modulation processes in double-layer ferromagnetic structure are numerically studied in framework of system of the one-dimensional nonlinear nonstationary Schrödinger equations. The estimation of influence of coupling between films on group velocities, dispersion and nonlinearity coefficients was carried out taking into account the exchange interaction. The use of different types of excitations of coupled structure and change the value of coupling between films enables both to adjust frequency of MSW self-modulation, and to observe change of character of wave evolution in direction from order to chaos, and from chaos to order.



*Дудко Галина Михайловна* родилась в 1961 году в Свердловске. Окончила физический факультет Саратовского государственного университета по специальности «радиофизика». С 1983 по 2003 год работала в Саратовском отделении Института радиотехники и электроники РАН. В 2002 году защитила диссертацию по теме «Эффекты самовоздействия магнитостатических волн в ферромагнитных пленках» на соискание ученого звания кандидата физико-математических наук. С 2003 года старший научный сотрудник НПК «Прецизионное оборудование». Область научных интересов - нелинейные явления в магнитоупорядоченных средах, компьютерное моделирование. Автор и соавтор 14 научных статей



*Малюгина Мария Александровна* родилась в Саратове (1977), окончила Высший колледж прикладных наук Саратовского государственного университета (1999), защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук по теме «Нелинейные магнитостатические волны в связанных ферромагнитных структурах» (2004). Ассистент кафедры нелинейной физики СГУ. Область научных интересов - волновые явления в магнитных пленках. Имеет 15 публикации по данной тематике.



*Шараевский Юрий Павлович* родился в Николаевске-на-Амуре Хабаровского края (1942). Доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой нелинейной физики СГУ. Работал в области электроники сверхвысоких частот, в настоящее время занимается исследованиями в области физики нелинейных волновых процессов в тонких магнитных пленках. Читает лекции по общему курсу физики, по курсу «Концепции современного естествознания» для студентов гуманитарных специальностей, спецкурс «Колебания и волны в нелинейных активных средах». Опубликовал более 120 научных и научно-методических работ, несколько учебных пособий и монографию в соавторстве со В.С.Стальмаховым и А.В.Вашковским «Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот» (Изд-во Сарат. ун-та, 1980).

E-mail:sharaevskyy@info.sgu.ru