



## МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ПРОЦЕССОВ НА МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛНАХ В СВЯЗАННЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СТРУКТУРАХ

*Ю.П. Шараевский, М.А. Малюгина*

Сформулирована система нелинейных уравнений, описывающая процесс распространения прямых объемных магнитостатических волн в связанных ферромагнитных пленках. В рамках численного моделирования на основе полученной системы рассмотрены некоторые особенности, связанные с образованием солитонных формирований при различных параметрах структуры.

Нелинейные волновые явления в ферромагнитных пленках, связанные с возбуждением и распространением магнитостатических волн (МСВ), представляют интерес в плане как фундаментальных, так и прикладных исследований [1–3]. Прежде всего, это связано с тем, что МСВ обладают рядом уникальных свойств: легко возбуждаются и имеют сравнительно небольшие потери практически во всем СВЧ-диапазоне; характер их дисперсии существенно зависит от направления подмагничивающего поля и проводимости граничных слоев; характеризуются малыми пороговыми мощностями возбуждающего сигнала и т.д. [1]. К настоящему времени достаточно подробно как теоретически, так и экспериментально изучены эффекты самомодуляции, самофокусировки и образования солитонов огибающей для различных типов МСВ в однопленочных ферромагнитных структурах (см., например, [3–16]). В последние годы появился ряд работ по исследованиям указанных эффектов в связанных волноведущих системах, относящихся к различным дисперсионным средам (плазменным, оптическим и т.д.) [17–19]. Нелинейные волновые явления в многослойных ферритовых структурах практически не исследовались. Однако можно предположить, что наличие связи между слоями приведет к расширению возможностей таких нелинейных систем (в частности, можно указать на работу [20]). Цель данной работы – моделирование процессов автомодуляции, образования и распространения солитонов огибающей в двухслойной ферромагнитной структуре на основе системы связанных нелинейных уравнений Шредингера (НУШ) с учетом затухания в среде.

**Модель анализа и вывод основных уравнений.** Анализируемая структура представляет собой два ферромагнитных слоя толщиной  $D_1$  и  $D_2$ , разделенных диэлектрическим промежутком толщиной  $d$  (рис. 1). Постоянное магнитное поле  $H_0$  приложено вдоль оси  $z$  по нормали к поверхности слоев. При такой геометрии в безобменном приближении в каждом из слоев вдоль оси  $y$  распространяются

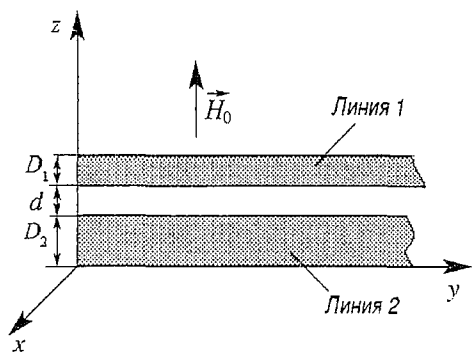


Рис. 1. Схема связанной системы

ности  $m_{x_{1,2}}$  и  $m_{y_{1,2}}$  каждого из слоев и уравнением для магнитостатического потенциала. Применительно к анализируемой схеме рис. 1 эти уравнения можно записать в следующем виде [1]:

$$\partial^2 m_{x_{1,2}} / \partial t^2 = -(\gamma H_0)^2 m_{y_{1,2}} + \gamma M_{z_{1,2}} \partial / \partial t (h_{y_{1,2}} + K_1 h_{y_{2,1}}), \quad (1a)$$

$$\partial^2 m_{y_{1,2}} / \partial t^2 = -(\gamma H_0)^2 m_{x_{1,2}} + \gamma M_{z_{1,2}} \partial / \partial t (h_{x_{1,2}} + K_2 h_{x_{2,1}}), \quad (1б)$$

$$\partial^2 \psi_{1,2} / \partial z^2 + \partial^2 \psi_{1,2} / \partial y^2 = -4\pi \partial m_{y_{1,2}} / \partial y, \quad (1в)$$

где индексы 1 и 2 относятся к переменным величинам в каждом из слоев, соответственно;  $m_{x_{1,2}}$  и  $m_{y_{1,2}}$  – компоненты переменной намагниченности;  $\psi_{1,2}$  – магнитостатический потенциал, определяющий компоненты высокочастотного магнитного поля ( $h_{x_{1,2}} = \partial \psi_{1,2} / \partial x$ ,  $h_{y_{1,2}} = \partial \psi_{1,2} / \partial y$ );  $M_{z_{1,2}}$  – продольная компонента намагниченности, связанная с поперечными соотношением:  $M_{z_{1,2}} = M_{0_{1,2}} [1 - (m_{x_{1,2}}^2 + m_{y_{1,2}}^2) / M_0^2]^{1/2}$ ,  $M_{0_{1,2}}$  – намагниченность насыщения для каждого из слоев;  $\gamma$  – гиромагнитное соотношение. Величины  $K_1$  и  $K_2$  в уравнениях (1a) и (1б) – феноменологические коэффициенты связи, определяющие электродинамическую связь по ВЧ-полно одного слоя с другим, соответственно. Для данных коэффициентов из решения электродинамической задачи для многослойной структуры путем «спивания» магнитных проницаемостей на границах слоев [1] можно получить следующее соотношение:

$$K_1 K_2 = 2 \exp(-2kd), \quad (1г)$$

где  $k$  – волновое число.

Используя соответствующие соотношения на границах ферромагнитных слоев и диэлектрика, соотношение для магнитостатического потенциала в случае рассматриваемой нормально намагниченной и безграничной в плоскости ( $x, y$ ) структуры ( $\partial / \partial x = 0$ ) можно представить в виде

$$\psi = \psi_0(y, t) [\cos k_z z + (k/k_z) \sin k_z z] \exp[j(\omega t - ky)], \quad (2)$$

где  $\psi_0(y, t)$  – медленно меняющаяся амплитуда магнитостатического потенциала, зависящая от координаты  $y$  и времени  $t$ ;  $k_z$  и  $k$  – поперечное и продольное волновые числа, соответственно;  $\omega$  – частота сигнала; индексы 1 и 2 в (2) опущены. Связь между  $k_z$ ,  $k$  и  $\omega$  определяется в каждом из слоев соответствующими дисперсионными соотношениями [1]:

$$\operatorname{tg} k_z D = 2k k_z / (k_z^2 - k^2), \quad (3)$$

$$k_z^2 = -(1 + \chi) k^2,$$

где  $\chi = \omega_M \omega_H / (\omega_H^2 - \omega^2)$ ,  $\omega_M = \gamma 4\pi M_0$ ,  $\omega_H = \gamma H_0$ .

медленные объемные электромагнитные волны с нормальной дисперсией. В тонких пленках для таких волн справедливо магнитостатическое приближение и поэтому в литературе они получили название: прямые объемные магнитостатические волны (ПОМСВ) [1,2]. Отметим, что в линейной системе характеристики этих волн в такой связанной ферромагнитной структуре достаточно хорошо изучены (см., например, [21]).

В качестве исходных соотношений воспользуемся уравнениями движения для поперечных компонент намагничен-

Если предположить, что  $k \ll k_z$  и  $k_z D \ll 1$ , то из (3) получаем

$$k_z^2 \approx 2k/D \text{ и } 2/(kD) = \omega_M \omega_H / (\omega^2 - \omega_H^2), \quad (4)$$

где последнее выражение представляет собой дисперсионное соотношение для ПОМСВ в длинноволновом приближении.

В длинноволновом приближении с учетом (2) применительно к анализируемой модели ( $\partial/\partial x = 0$ ) из уравнения (1в) для магнитостатического потенциала в слоях получим соотношение

$$\psi_{1,2} = 4\pi/k_{z_{1,2}}^2 \partial m_{y_{1,2}} / \partial y. \quad (5)$$

Используя (1а) и (1б), а также связь между компонентами  $m_{x_{1,2}}$  и  $m_{y_{1,2}}$ , для поперечных составляющих намагниченности в случае рассматриваемой связанной структуры с учетом затухания волн в ферромагнитной пленке можно записать следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} \partial^2 m_1 / \partial t^2 = -\omega_H^2 m_1 + \gamma m_{z_1} \partial / \partial t (h_{y_1} + K_1 h_{y_2}) - 2\alpha_{0_1} \omega_H m_{z_1} \partial m_1 / \partial t, & (6a) \\ \partial^2 m_2 / \partial t^2 = -\omega_H^2 m_2 + \gamma m_{z_2} \partial / \partial t (h_{y_2} + K_2 h_{y_1}) - 2\alpha_{0_2} \omega_H m_{z_2} \partial m_2 / \partial t, & (6b) \end{cases}$$

где  $m_{1,2} = m_{x_{1,2}} / M_0$ ,  $m_{z_{1,2}} = M_{z_{1,2}} / M_0 = 1 - 1/2(1 + \omega_H^2 / \omega^2) |m_{1,2}|^2$  – безразмерная составляющая намагниченности,  $\alpha_{0_{1,2}} = 2\pi\gamma \Delta H_{1,2}$  – параметр диссипации в каждом из слоев [7], а  $\Delta H_{1,2}$  – ширина кривой ферромагнитного резонанса в соответствующей пленке.

С учетом (5) из (6а) и (6б) получаем систему связанных нелинейных волновых уравнений относительно  $m_1$  и  $m_2$ . В линейном случае ( $m_{z_{1,2}} = 1$ ) из полученной системы уравнений можно вывести дисперсионное соотношение, которое совпадает с дисперсионным соотношением для связанных МСВ в нормально намагниченных слоях ферромагнетика в длинноволновом приближении, то есть при  $k \ll k_z$  (см. [1,21]).

Для анализа системы нелинейных уравнений (6) используем метод возмущений [3,4,22], то есть решение будем искать в виде разложения по малому параметру  $\epsilon$  ( $\epsilon \sim |m|^2$ )

$$m_{1,2} = m_{1,2}^{(0)} + \sum_{v=1}^{\infty} \epsilon^v m^{(v)}, \quad (7)$$

$$m_{1,2}^{(v)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \phi_{n,1,2}^{(v)}(\tau, \xi) \exp[jn(\omega t - ky)], \quad v \geq 1,$$

где  $\tau = \epsilon(y/V_g - t)$ ,  $\xi = \epsilon^2 t V_g$  – медленно меняющиеся переменные;  $V_g$  – групповая скорость МСВ в линейном приближении, определяемая из дисперсионного соотношения  $\omega(k)$ . Предположим, что высшие гармоники, возникающие на нелинейности, малы и наличие дисперсии препятствует их резонансному возрастанию. Используя (7), для первой гармоники намагниченности ( $n=1$ ) в первом приближении можно записать

$$m_{1,2}^{(1)} = \phi_{1,2}(\tau, \xi) \exp[j(\omega t - k_{1,2}y)], \quad (8)$$

где  $\phi_{1,2}(\tau, \xi)$  – медленно меняющаяся комплексная амплитуда (огibaющая) первой гармоники, а  $k_{1,2}$  – постоянные распространения в слое 1 и 2, определяемые соотношением (4).

Подставляя (8) в систему уравнений (6) и предполагая, что  $|k_1 - k_2| = |\Delta k| \ll k_{1,2}$ , (или  $|\Delta k/k_{1,2}| \sim \epsilon^2$ ), с точностью до второго порядка малости ( $\sim \epsilon^2$ ) получаем систему для комплексных огibaющих волн  $\phi_{1,2}(\tau, \xi)$  в первом и втором слоях

$$\begin{cases} j \frac{\partial \varphi_1}{\partial \xi} - A \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial \tau^2} - (B|\varphi_1|^2 + j\alpha_1)\varphi_1 - K_1 \left[ C \frac{D_1^2}{D_2^2} \frac{\omega_{M_2}}{\omega_{M_1}} \frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial \tau^2} + \frac{\omega_{M_1}}{\omega_{M_2}} B|\varphi_1|^2 \varphi_2 \right] = 0, \\ j \frac{\partial \varphi_2}{\partial \xi} - \left( C \frac{D_2^2}{D_1^2} \frac{\omega_{M_2}^2}{\omega_{M_1}^2} - \frac{1}{2\omega V_g} \right) \frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial \tau^2} - (B|\varphi_2|^2 + j\alpha_2)\varphi_2 - K_2 \frac{\omega_{M_2}}{\omega_{M_1}} \left[ C \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial \tau^2} + B|\varphi_2|^2 \varphi_1 \right] = 0, \end{cases} \quad (9)$$

где  $C = \omega_{M_1}^2 D_1^2 / [8\omega V_g^3 (\omega^2/\omega_H^2 - 1)]$ ,  $A = C - 1/(2\omega V_g)$  – коэффициенты, характеризующие дисперсионное расплывание волны;  $B = \omega(1 - \omega_H^4/\omega^4)/(4V_g)$  – коэффициент нелинейности;  $V_g = \omega_{M_1} \omega_H D_1 / \omega$  – групповая скорость волны в слое I;  $\alpha_{1,2} = \alpha_{01,2} (\omega^2/\omega_H^2 + 1)/V_g$ .

В отсутствие связи ( $K_{1,2} = 0$ ) уравнения (9) переходят в стандартные НУШ, которые описывают эволюцию комплексных огибающих в различных средах [23]. Знаки коэффициентов  $A$  и  $B$  в этом случае определяют устойчивость ( $AB < 0$ ) или неустойчивость ( $AB > 0$ ) модуляции амплитуды. Таким образом, как следует из (9), ПОМСВ в одиночной ферромагнитной пленке всегда являются неустойчивыми относительно продольных возмущений [3,5].

При  $K_{1,2} \neq 0$  уравнения (9) представляют систему связанных НУШ, которые описывают поведение комплексных амплитуд плоской волны в двухслойной ферромагнитной структуре. Из системы уравнений (9) также следует, что наличие связи не приводит к изменению знаков у дисперсионных и нелинейных коэффициентов в каждом из слоев, то есть в рассматриваемой структуре также возможна модуляционная неустойчивость МСВ относительно продольных возмущений. Ниже на основе численного решения системы (9) рассмотрены некоторые особенности поведения нелинейных МСВ в рассматриваемой двухслойной структуре.

**Результаты численного исследования.** При численном моделировании процессов распространения ПОМСВ использовались следующие параметры, соответствующие экспериментальным значениям работы [7]:  $H_0 = 875$  Э,  $M_0 = 140$  Гс,  $\Delta H_{1,2} \sim 0.1 \div 0.3$  Э (пленка железоиттриевого граната), толщины пленок  $D_{1,2}$  варьировались в пределах нескольких десятков микрометров.

Расчитанные значения коэффициентов системы  $A$ ,  $B$ ,  $C$  при выбранных параметрах структуры в полосе частот  $f \sim 2.4 \div 2.8$  ГГц представлены на рис 2. В целях нормировки полагалось, что в уравнении (9)  $\tau \rightarrow \tau A_0/B_0$ ,  $\xi \rightarrow \xi/B_0$ , где  $A_0$  и  $B_0$  – значения коэффициентов на одной из частот  $f_0 = 2.6$  ГГц.

Начальное возмущение при  $\xi = 0$  задавалось в виде  $\varphi_0(0, \tau) = \varphi_0 \exp(-\tau^2/T_0)$ , причем, как показывают расчеты, форма начального возмущения не оказывает существенного влияния на картину эволюции.

Так, для одиночного НУШ ( $K_{1,2} = 0$ ) показано [12,13], что образование солитонов происходит, если нелинейность компенсирует дисперсионное расплывание начального импульса, а именно:

$$A/|\varphi_0|^2 = V_g^2 T_0^2 B. \quad (10)$$

В таких условиях, образование хотя бы одного солитона в несвязанной линии происходит, в нашем случае, при частоте сигнала  $f > f_1$  (см. рис. 2). Наличие связи, как видно из уравнений (9), приводит в каждом из слоев к дополнительной дисперсии и дополнительной нелинейности.

Результаты численного решения системы уравнений (9) для случая, когда начальное возмущение в виде экспоненциального импульса задается на входе

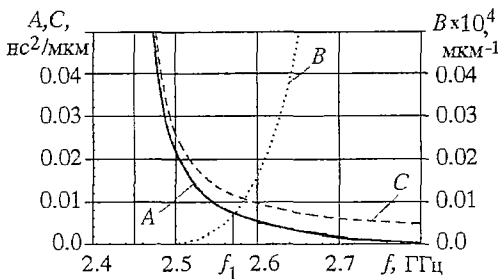


Рис. 2. Соотношение коэффициентов  $A$ ,  $B$ ,  $C$  системы уравнений (9) для ПОМСВ в двух связанных пленках железоиттриевого граната ( $D_1 = D_2 = 10$  мкм,  $M_{01} = M_{02}$ )

только одной из пленок (в частности, пленки 1), представлены на рис. 3 для различных величин связи  $K=K_1=K_2$ , которые определяются соотношением (1г). Расчеты проведены для  $\varphi_{01}=0.02$ ,  $\varphi_{02}=0.0$ ,  $T_0=100$  нс и частоты  $f=2.6$  ГГц, для которой, как следует из кривых рис. 2, должно выполняться условие модуляционной неустойчивости в одиночной линии передачи.

Как видно из данных, представленных на рис. 3, а, б, при небольшой величине связи в линиях 1 и 2 наблюдаются устойчивые образования в виде солитонов огибающей. Причем, при слабой связи (см. результаты на рис. 3, а,  $K=0.25$  или  $kd=1.7$ ) величина амплитуды солитонов в линии 2 мала (намного меньше, чем в линии 1), но с ростом связи (см. рис. 3, б) амплитуда солитона в линии 2 увеличивается и практически становится сравнимой с амплитудой солитона в линии 1. Однако с дальнейшим увеличением коэффициента связи (рис. 3, в) в линии 1 происходит дисперсионное расплывание начального возмущения, то есть связь приводит к уменьшению вклада нелинейности по сравнению с дисперсией. Таким образом, должно существовать некоторое критическое значение коэффициента связи, при котором нарушается условие стационарного существования солитонного решения. Расчеты показывают, что критическое значение  $K_{кр}$  прямопропорционально  $A/C$ , а это значение, как видно из

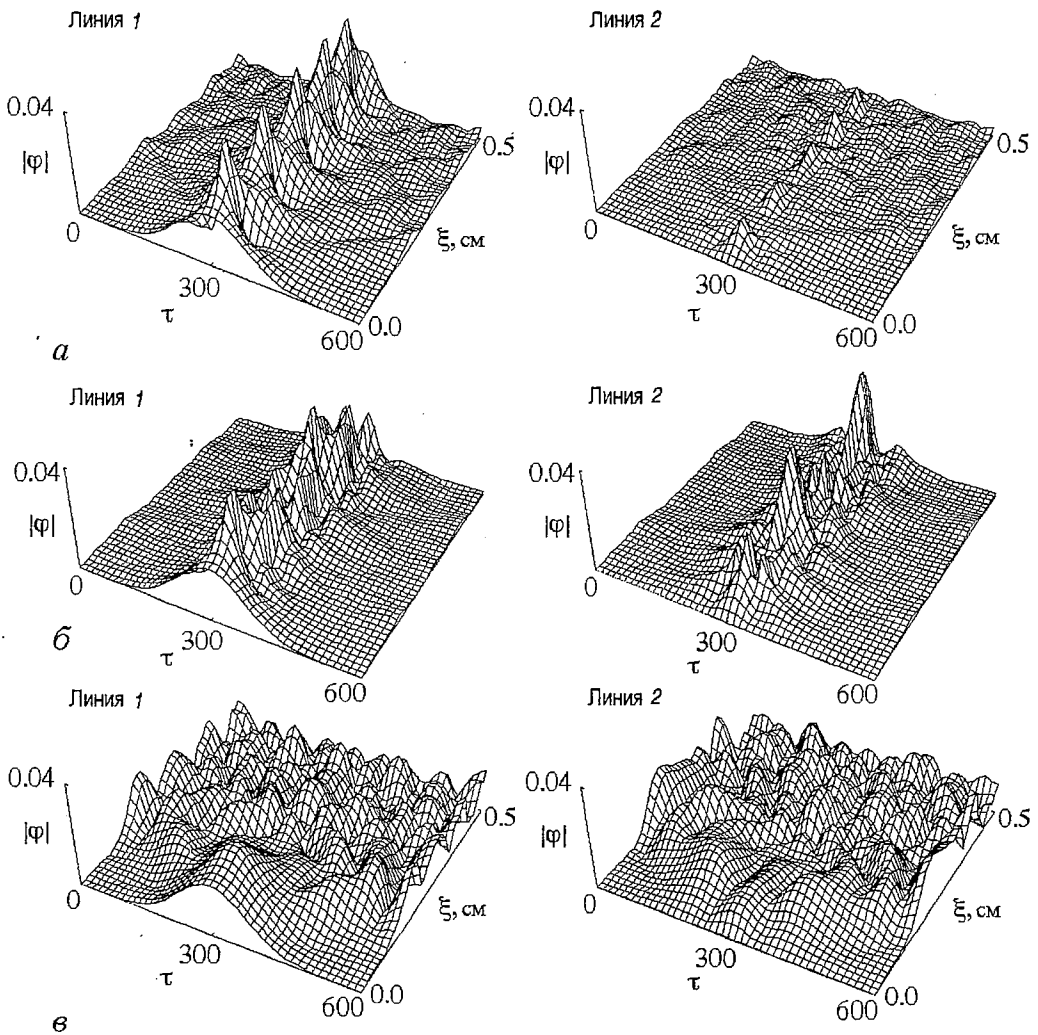


Рис. 3. Эволюция огибающей волнового фронта  $|\varphi|$  в связанной структуре ( $\varphi_{01}=0.02$ ,  $\varphi_{02}=0.0$ ,  $D_1=D_2=10$  мкм,  $M_{01}=M_{02}$ ) при различных  $K$ : а - 0.25; б - 0.5; в - 1

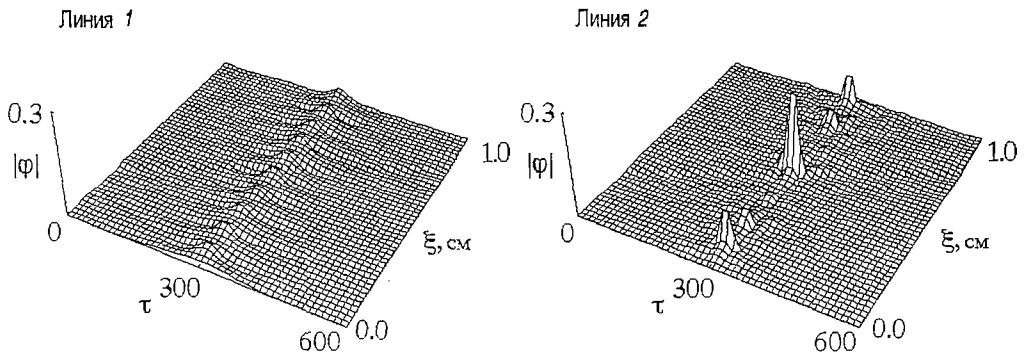


Рис. 4. Эволюция огибающей волнового фронта  $|\varphi|$  в связанной структуре:  $D_1=10D_2, K=0.5$

кривых рис. 2, уменьшается с ростом частоты сигнала, следовательно и  $K_{кр}$  должно уменьшаться с ростом частоты.

Интересным представляется также случай, когда ферромагнитные пленки в линиях 1 и 2 имеют различную толщину ( $D_1 \neq D_2$ ) или различную намагниченность ( $M_{01} \neq M_{02}$ ), так как при этом, как видно из уравнений (9), коэффициенты связи одной линии с другой будут иметь разные значения. В частности, если  $D_1 > D_2$ , то коэффициент связи в линии 1 будет меньше, чем в линии 2. В этом случае наличие связи будет способствовать установлению во второй линии солитонов огибающей значительно большей амплитуды. Это видно из результатов, представленных на рис. 4, причем величина амплитуды в линии 2 пропорциональна отношению толщин пленок. И наоборот, если  $D_1 < D_2$ , перекачка мощности из первой линии во вторую уменьшается; так, при  $D_2 = 10D_1$  наличие второй линии никак не проявляется, импульс практически не перекачивается в линию 2.

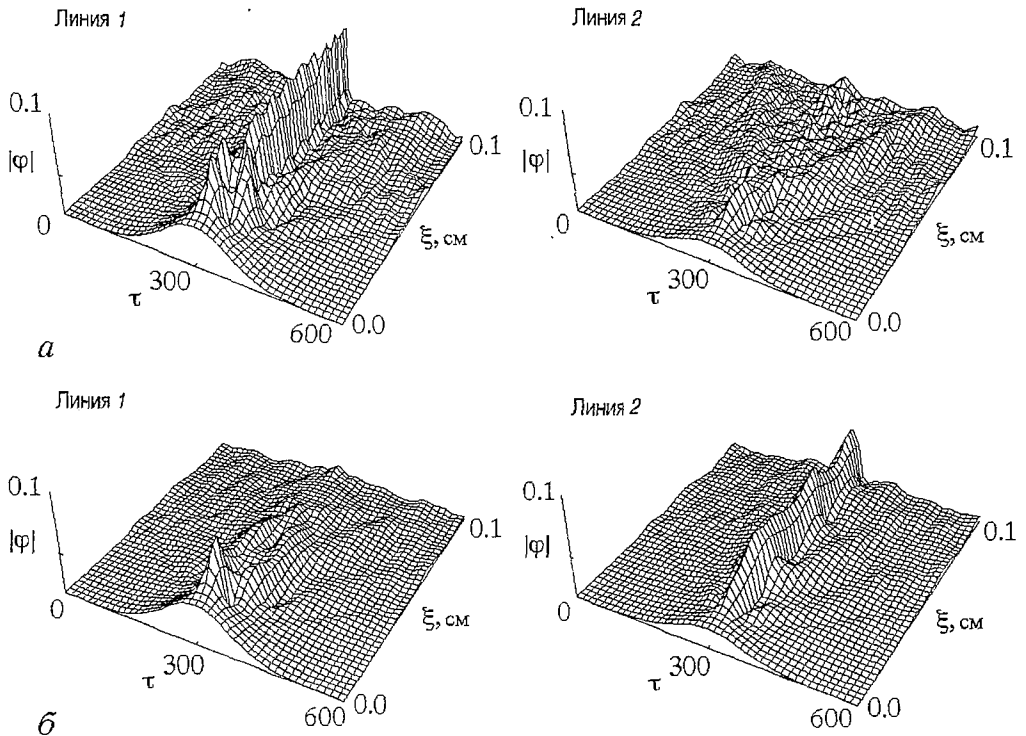


Рис. 5. Эволюция огибающей волнового фронта ( $\varphi_{01}=0.04, \varphi_{02}=0.02, D_1=D_2=10$  мкм,  $M_{01}=M_{02}, K=0.25$ ): а – в среде без потерь; б – в среде с потерями ( $\alpha_1=1 \cdot 10^9$  с $^{-1}, \alpha_2=0$ )

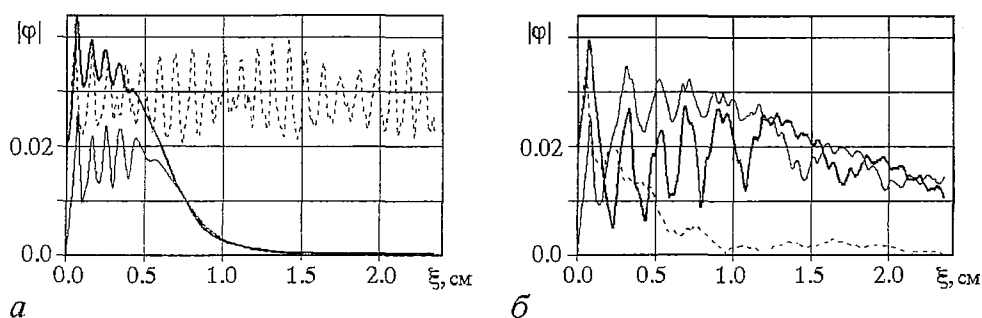


Рис. 6. Сечение волновой функции  $|\varphi|$  при  $\tau=300$  нс в одиночной линии (штриховая кривая) и связанной системе (пленка 1 – жирная кривая, пленка 2 – тонкая кривая) при  $K=0.5$ : а –  $\alpha_1=\alpha_{00}=0$ ,  $\alpha_2=5 \cdot 10^9$  с $^{-1}$ ; б –  $\alpha_1=\alpha_{00}=1 \cdot 10^9$  с $^{-1}$ ,  $\alpha_2=0$

Результаты моделирования процессов в связанных линиях передачи, когда начальные импульсы подаются на вход обеих линий, представлены на рис. 5. Характерной особенностью здесь является то, что в отличие от линейной системы [1] перекачка мощности происходит лишь на определенной длине системы. Если потери в пленках пренебрежимо малы ( $\alpha_1=\alpha_2=0$ ) и толщины пленок одинаковы ( $D_1=D_2$ ), то сигнал перекачивается в одну из линий, где амплитуда начального возмущения больше (рис. 5, а). Отметим, что возможен обратный эффект – перекачка сигнала в линию с меньшей амплитудой начального возмущения, например, в линию 2. Однако это возможно только в случае, если  $D_1 > D_2$ .

Наличие в уравнениях (9) линейных членов, пропорциональных потерям  $\alpha_{1,2}$ , приводит при  $\varphi_{01} \neq 0$  и  $\varphi_{02} \neq 0$  к затуханию амплитуды импульсов в обеих линиях. Поэтому рассмотрим случай, когда потери в линии 2 пренебрежимо малы, а начальный импульс большей амплитуды подается в линию с потерями ( $\varphi_{01} > \varphi_{02}, \alpha_1 \neq 0, \alpha_2 = 0$ ). Эволюция амплитуд огибающей сигнала в каждой из линий в этом случае представлена на рис. 5, б. Видно, что сигнал большей амплитуды из линии 1 за счет связи практически полностью перекачивается в линию 2, а из-за наличия больших потерь в линии 1 обратной перекачки не наблюдается. Таким образом, стационарное образование в форме солитона большой амплитуды устанавливается в линии 2, в которой  $\alpha_2 = 0$ .

На рис. 6 показано сечение функции при  $\tau=300$  нс в системе отсчета, движущейся с групповой скоростью, в связанной диссипативной структуре (сплошные кривые). Рис. 6, а соответствует случаю, когда потери имеются в пленке, где сигнал вначале отсутствует. Наличие потерь в этой линии приводит к тому, что сигнал затухает в обеих пленках. Штриховая кривая соответствует случаю одиночной линии с  $\varphi_0=0.02$  без потерь ( $\alpha_{00}=0$ ). Связь диссипативной линии с линией, в которой потери и амплитуда начального возмущения равны нулю (рис. 6, б), приводит к тому, что затухание сигнала в такой структуре уменьшается (сплошные кривые) по сравнению с одиночной линией с потерями (штриховая кривая). Таким образом, связи с линией без потерь приводит к существенному уменьшению влияния потерь на распространение сигнала в связанной структуре.

## Заключение

Сформулирована система нелинейных уравнений в виде связанных нелинейных уравнений Шредингера, которая описывает процесс распространения огибающей прямой объемной магнитоэлектрической волны в структуре, состоящей из двух ферромагнитных слоев. В рамках численного моделирования на основе полученной системы рассмотрены некоторые особенности, связанные с образованием солитонных формирований в таких структурах. Рассмотрено

влияние связи, параметров ферромагнитных пленок и затухания на процесс распространения сигнала в каждой из линий. Основная особенность анализируемой системы заключается в том, что параметры связи одной линии с другой существенно зависят от параметров ферромагнитных пленок, а именно, от соотношения их толщин, намагниченности и затухания. Данное обстоятельство позволяет существенным образом изменять поведение системы, в частности, влиять на процесс установления стационарных состояний в каждой из линий.

*Работа выполнена при поддержке ФЦП «Интеграция» (грант № А0057) и программы «Университеты России – фундаментальные исследования» (грант № 990533).*

### Библиографический список

1. Ваишковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике СВЧ. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1993. 316 с.
2. Adam J.D., Daniel M.R., Emtage P.R., Tilisa S.N. Magnetostatic waves // *Thin Films Adv. Electron Devices*. Boston. 1991. P. 1.
3. Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в нелинейных средах. Лекции по электронике СВЧ и радиофизике (6-зимняя школа-семинар). Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1983. Кн. 5. С. 123.
4. Лукомский В.П. Нелинейные магнитостатические волны в ферромагнитных пластинах // *Укр. физ. журн.* 1978. Т. 23, № 1. С. 134.
5. Звездин А.К., Попов А.Ф. К нелинейной теории магнитостатических спиновых волн // *ЖЭТФ*. 1983. Т. 84, вып. 2. С. 606.
6. Калиникос Б.А., Ковшиков Н.Г. Наблюдение спин-волновых солитонов в ферромагнитных пленках // *Письма ЖЭТФ*. 1983. Т. 38, вып. 7. С. 343.
7. Kalinikos B.A., Kovshikov N.G., Slavin A.N. Spin-wave solitons in thin ferromagnetic films (invited) // *J. Appl. Phys.* 1990. Vol. 67, № 9. P. 5633.
8. Dragoman M., Georgescu D. Experimental evidence of magnetostatic soliton propagation at microwave frequencies // *Appl. Phys. Lett.* 1991. Vol. 15, № 14. P. 1788.
9. Бордман А.Д., Гуляев Ю.В., Никитов С.А. Нелинейные поверхностные МСВ // *ЖЭТФ*. 1989. Т. 95, № 6. С. 2140.
10. Chen M., Tsankov M.A., Nach J.M., Patton C.E. Backward volume waves solitons in yttrium iron garnet films // *Phys. Rev. B*. 1994. Vol. 49. P. 12773.
11. Калиникос Б.А., Ковшиков Н.Г. Наблюдение столкновения солитонов огибающей спиновых волн в ферромагнитных пленках // *Письма ЖЭТФ*. 1994. Т. 60, вып. 4. С. 290.
12. Boardman A. D., Wang Q., Nikitov S.A. Nonlinear magnetostatic surface waves in ferromagnetic films // *IEEE Trans. in Mag.* 1994. Vol. 30, № 1. P. 14.
13. Boardman A. D., Nikitov S.A., Xie K., Mehta H. Bright magnetostatic spin-wave envelope solitons in ferromagnetic films // *J. MMM*. 1995. № 145. P. 357.
14. Dziarmaga J. Dissipative dynamics of solitons in planar ferromagnets // *Phys. Rev. B*. 1997. Vol. 79, № 11. P. 12173.
15. Дудко Г.М., Филимонов Ю.А. Самофокусировка ограниченных пучков обратных объемных магнитостатических волн в ферромагнитных пленках: численный эксперимент // *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика*. 1997. Т. 5, № 6. С. 29.
16. 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.
17. Radhakrishnan R., Lakshmanan M. Exact solitons solutions to coupled nonlinear Schrodinger equations // *Phys. Rev. E*. 1996. Vol. 54, № 3. P. 2949.
18. Boardman A. D. Solutions to coupled Schrodinger equations in optical media // *Phys. Rev. A*. 1995. Vol. 50, № 3. P. 1800.



19. Рыскин Н.М. Связанные нелинейные уравнения Шредингера для описания распространения многочастотных волновых пакетов в нелинейной среде с дисперсией // ЖЭТФ. 1994. Т. 106, вып. 5(11). С. 1542.

20. Киндяк А.С., Киндяк В.В. Солитонные режимы распространения поверхностных магнитостатических волн в структуре магнетик – полупроводник // ФТТ. 1999. Т. 41, вып. 7. С. 1272.

21. Вашковский А.В., Стальмахов А.В. Дисперсия магнитостатических волн в двухслойных структурах феррит – феррит // Р.Э. 1984. Т. 29, № 5. С. 901.

22. Taniuti T., Yajima N. Perturbation method for nonlinear wave modulation // J. Math. Phys. 1969. Т. 10, № 8. P. 1369.

23. Узем Дж. Линейные и нелинейные волны. М.: Наука, 1977.

Саратовский государственный  
университет

Поступила в редакцию 31.03.2000  
после доработки 10.05.2000

## MODELING OF NONLINEAR PROCESSES ON MAGNETOSTATIC WAVES IN COUPLED FERROMAGNETIC STRUCTURES

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

System of nonlinear equations is obtained for the direct–volume–magnetostatic waves envelope solitons propagation in the coupling two–films ferromagnetic structure. Some features of soliton formation arising are considered in the framework of the numerical modeling at various structure parameters. The influence of the main structure parameters, pulse frequency and the dissipation on the process of the magnetostatic waves envelope soliton formation is examined.



*Шараевский Юрий Павлович* – родился в Николаевске–на–Амуре Хабаровского края (1942). Доктор физико–математических наук, профессор кафедры нелинейной физики Саратовского государственного университета. Работал в области вакуумной электроники сверхвысоких частот, в настоящее время область научных интересов – колебательные и волновые явления в магнитных пленках. Автор более 100 научных публикаций и учебных пособий соавтор монографии «Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот» (совместно с А.В. Вашковским и В.С. Стальмаховым). Имеет 14 авторских свидетельств и патентов на изобретения,  
E–mail: sharaevskyy@info.sgu.ru



*Малюгина Мария Александровна* – родилась в Саратове (1977), окончила Высший колледж прикладных наук Саратовского государственного университета (1999). Аспирант кафедры нелинейной физики СГУ. Область научных интересов – волновые явления в магнитных пленках. Имеет две публикации по данной тематике.