

Распространение импульсов в нелинейной системе на основе связанных магнетонных кристаллов

© М.А. Морозова, О.В. Матвеев[¶], Ю.П. Шараевский

Саратовский государственный университет,
Саратов, Россия

[¶] E-mail: olvmatveev@gmail.com

(Поступила в Редакцию 5 октября 2015 г.)

Рассматривается структура на основе связанных магнетонных кристаллов, для которой построена нелинейная модель в виде системы нелинейных уравнений Шредингера. На основе численного моделирования показана возможность нелинейного ответвления сигнала, при котором в зависимости от входной амплитуды импульсы выходят через разные порты связанной структуры. Полученные результаты могут быть использованы при создании устройств на основе магнетонных кристаллов для функциональной обработки сигналов в микроволновом диапазоне.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 16-29-03120-офи-м, 15-07-05901-а).

1. Введение

В настоящее время большой интерес вызывают кристаллы, подобные фотонным, на основе магнетонных пленок — магнетонные кристаллы (МК), в которых распространяющимися волнами являются спиновые волны [1–3]. Принципиальная особенность периодических структур — наличие брэгговских резонансов [2,4,5], которые приводят к возникновению запрещенных зон (ЗЗ) в спектре спиновых волн. Наличие ЗЗ открывает широкие возможности использования МК в СВЧ-фильтрах, линиях задержки, резонаторах и т. д. [1,3].

В ферромагнитных пленках на основе железо-иттриевого граната нелинейные эффекты при возбуждении магнитостатических спиновых волн (МСВ) проявляются при сравнительно низких уровнях мощности. К настоящему времени исследованы трехволновые параметрические взаимодействия в МК [6,7] и процессы четырехволнового взаимодействия в таких системах [8–13]. Показана возможность формирования солитонов на частотах, лежащих на краях запрещенной зоны МК [9–11], формирования щелевых солитонов на частотах, соответствующих центру запрещенной зоны [12,13], и формирования солитонов в кольцевых автоколебательных системах [7]. Также показана возможность нелинейного сдвига ЗЗ, что приводит к эффекту „нелинейного переключения МК“ [8], при котором периодическая структура начинает пропускать сигнал большой мощности на частотах, лежащих внутри запрещенной зоны. Данная особенность позволяет рассматривать волноводную структуру на основе МК в качестве нелинейного фазовращателя и усилителя отношения сигнал/шум [8]. В связи с этим актуальной является задача управления нелинейными эффектами в МК. Одним из направлений в решении этой задачи может быть использование связанных структур на основе МК.

Необходимо отметить, что связанные структуры существенно расширяют функциональные возможности радиофизических систем, так как появляется дополнительный управляющий параметр — связь. Такие структуры широко используются как в микроволновой технике [14], так и в оптических системах [4,5]. В случае двух связанных волноводных ферромагнитных структур связь приводит к появлению быстрой и медленной волн, распространяющихся с различными групповыми и фазовыми скоростями, характеристиками которых можно управлять путем изменения расстояния между связанными структурами [14,15].

К настоящему времени показано, что наличие связи между однородными ферромагнитными пленками приводит к таким нелинейным эффектам, как захват, сопрохождение и неустойчивость быстрого солитона, дает возможность управлять режимами перехода к хаосу и автомодуляции [16–22]. В частности, в связанных однородных структурах имеет место эффект „нелинейного переключения“ [18], однако в отличие от „нелинейного переключения“ в МК происходит переключение между режимом, при котором имеет место линейная перекачка между пленками, и режимом, при котором перекачка отсутствует. Данный эффект проявляется в подавлении линейной перекачки между пленками в структуре при большом уровне мощности. В этом случае наблюдается „заграждающий режим“, и сигнал „не замечает“ вторую пленку [18].

Следует ожидать, что при распространении импульсов в структуре из двух связанных МК будут проявляться нелинейные особенности, характерные для МСВ как в одиночных МК, так и в связанных однородных пленках, что может приводить к ряду новых интересных эффектов. В настоящей работе построена нелинейная модель, описывающая распространение магнитостатических волн в периодической структуре на основе связанных МК. Проведено численное исследование особенно-

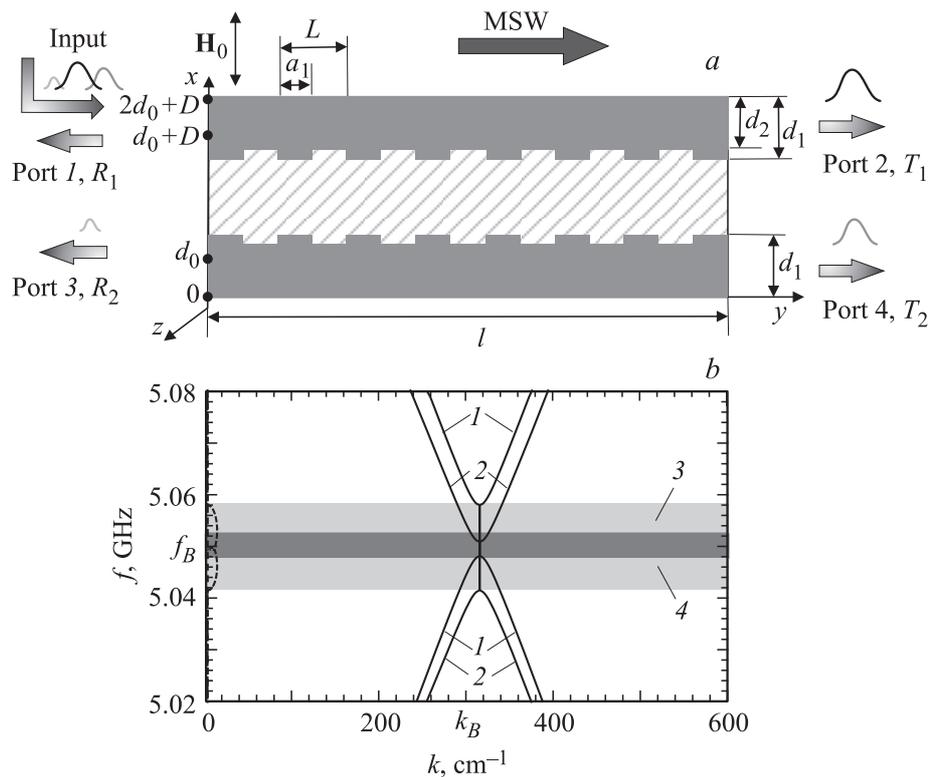


Рис. 1. *a)* Схема связанной структуры МК–МК. *b)* Действительные (сплошные линии) и мнимые (штриховые линии) решения дисперсионного уравнения для ПОМСВ в структуре МК–МК. 1 — для быстрых волн, 2 — для медленных волн, 3 — запрещенная зона для быстрых волн (331), 4 — запрещенная зона для медленных волн (332).

стей прохождения импульсов в такой структуре. Показана возможность нелинейного ответвления сигнала, при котором в зависимости от входной амплитуды импульсы выходят через разные порты связанной структуры.

2. Модель и основные уравнения

Исследуемая структура представляет собой два одномерных магнитных кристалла (МК 1 и МК 2) с одинаковыми параметрами, разделенных диэлектрическим слоем толщиной D , как показано на рис. 1, *a* [23]. Каждый из связанных МК в свою очередь представляет собой ферромагнитную пленку с намагниченностью насыщения \mathbf{M}_0 , на поверхности которой нанесены неоднородности в виде канавок. Толщина исходной пленки d_1 , глубина канавки $\Delta d = d_1 - d_2$, ее ширина $a_2 = L - a_1$, период структуры L . Связь между МК осуществляется через высокочастотные электромагнитные поля, распространяющиеся в слое диэлектрика [14]. В направлении осей x и y структура бесконечна. Постоянное магнитное поле \mathbf{H}_0 приложено перпендикулярно поверхности структуры, как показано на рис. 1, *a*, и в направлении оси y распространяется прямая объемная МСВ (ПОМСВ).

Система нелинейных волновых уравнений для высокочастотных составляющих намагниченности $m_{1,2}$ в

каждом из слоев 1 и 2 для структуры, состоящей из двух однородных пленок толщиной d , в длинноволновом приближении ($kd \ll 1$) имеет следующий вид [14]:

$$\frac{\partial^2 m_{1,2}}{\partial t_2} + \omega_H^2 m_{1,2} + 2\omega_H \omega_M a |m_{1,2}|^2 m_{1,2} - \frac{\omega_H \omega_M d}{2k} \times \left(1 - a \left(1 - \frac{\omega_M}{\omega_H} \right) |m_{1,2}|^2 \right) \frac{\partial^2}{\partial y^2} (m_{1,2} + K m_{2,1}) = 0, \quad (1)$$

где $K = \exp(-kD)$, $K \in [0, 1]$ — электродинамический параметр связи между пленками, D — толщина диэлектрического слоя, k — постоянная распространения волны в однородной пленке, $a = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\omega_H^2}{\omega^2} \right)$, ω — частота несущей, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, $\omega_H = \gamma H_0$, γ — гиромагнитное соотношение, M_0 — намагниченность насыщения.

Если пленка является периодической структурой, то толщина пленки d в уравнениях (1) является периодически меняющейся величиной, которая может быть представлена как

$$d = d_2 + \delta(y),$$

где

$$\delta(y) = \delta(y + L) = \begin{cases} \Delta d = d_2 - d_1, & 0 \leq y \leq a_1, \\ 0, & a_1 \leq y \leq L. \end{cases}$$

Раскладывая $\delta(y)$ в ряд Фурье и ограничиваясь членами разложения с $n = 0, \pm 1$, последнее соотношение можно представить в виде [13,23]

$$d = d_0 \left(1 + \delta d \cos \left(\frac{2\pi}{L} y \right) \right), \quad (2)$$

где

$$d_0 = d_2 + \delta da_1/L, \quad \delta d = 2\Delta d \sin(\pi a_1/L)/\pi d_0.$$

Структура МК–МК с учетом (2) является периодической, и решение волновых уравнений в каждом слое можно представить в виде суммы пространственных гармоник [4,23]: $m = \sum_{i=-\infty}^{\infty} A_i \exp(jk_i y)$ где A_i — амплитуды пространственных гармоник, $k_i = k + 2\pi i/L$ ($i = 0, 1, 2, 3, \dots$) — постоянные распространения пространственных гармоник.

В первой зоне Бриллюэна ($0 \leq k_i L \leq 2\pi$) для каждого из слоев будем учитывать только нулевые гармоники прямых волн ($i = 0$) и „-1“ гармоники встречных волн ($i = -1$) и рассмотрим взаимодействие волн только в полосе первого брэгговского резонанса. В этом случае решение волновых уравнений (1) в исследуемой структуре может быть представлено в виде суммы прямых и встречных волн в каждом из слоев [13]

$$m_{1,2} = A_{1,2} \exp[j(\omega t - k_0 y)] + B_{1,2} \exp[j(\omega t + k_{-1} y)], \quad (3)$$

где $A_{1,2}, B_{1,2}$ — амплитуды прямых и встречных волн, где индексы 1 отвечают волнам в МК1, индексы 2 — волнам в МК2, $k_{-1} = k_0 - 2\pi/L$, k_0 — постоянная распространения нулевой гармоники ($i = 0$).

Подставляя (2) и (3) в волновые уравнения (1) и выделяя в полученных уравнениях резонансные члены вблизи первого брэгговского резонанса, можно получить систему нелинейных уравнений для амплитуд огибающих прямых и встречных волн в следующем виде:

$$\begin{cases} i \left(\frac{\partial A_{1,2}}{\partial t} + V \frac{\partial A_{1,2}}{\partial y} \right) + \eta_0 A_{1,2} + \chi_0 A_{2,1} + \gamma_0 B_{1,2} \\ \quad + \sigma_0 B_{2,1} + \mu (|A_{1,2}|^2 + \beta |B_{1,2}|^2) A_{1,2} = 0, \\ i \left(\frac{\partial B_{1,2}}{\partial t} - V \frac{\partial B_{1,2}}{\partial y} \right) + \eta_{-1} B_{1,2} + \chi_{-1} B_{2,1} + \gamma_{-1} A_{1,2} \\ \quad + \sigma_{-1} A_{2,1} + \mu (|B_{1,2}|^2 + \beta |A_{1,2}|^2) B_{1,2} = 0, \end{cases} \quad (4)$$

где $\mu = \omega_H \omega_M a / \omega$ — коэффициент нелинейности, $V = \omega_H \omega_M d_0 / 4\omega$ — групповая скорость, $\beta = 2$ — коэффициент, описывающий нелинейную когерентную связь между прямой и встречной волной в МК1 (и в МК2) либо между встречной и прямой волной в МК1 (и в МК2), $\chi_0 = KV k_0$ — коэффициент связи между прямой волной в МК1 и прямой волной в МК2, $\chi_{-1} = -KV k_{-1}$ — между встречной волной в МК1 и встречной волной в МК2, $\gamma_0 = \delta d V k_{-1}^2 / k_0$ — коэффициент связи между прямой

волной в МК1 (и в МК2) и встречной волной в МК1 (и в МК2), $\gamma_{-1} = -\delta d V k_0^2 / k_{-1}$ — между встречной волной в МК1 и прямой волной в МК1 (аналогичный коэффициент для МК2), $\sigma_0 = \delta d K V k_{-1}^2 / (2k_0)$ — коэффициент связи между прямой волной в МК1 и встречной волной в МК2, а также между прямой волной в МК2 и встречной волной в МК1, $\sigma_{-1} = -\delta d K V k_0^2 / (2k_{-1})$ — коэффициент связи между встречной волной в МК1 и прямой волной в МК2, а также между встречной волной в МК2 и прямой волной в МК1, $\eta_{0,-1} = \omega - \omega_{0,-1}$ — отстройка частоты сигнала ω от частот ω_0 и ω_{-1} для мод с номером $i = 0$ и $i = -1$ соответственно.

Частоты ω_0 и ω_{-1} в (4) определяются с помощью дисперсионного соотношения для прямой и встречной волн в однородной пленке, которое при $k d_0 \ll 1$ имеет следующий вид:

$$\omega_{0,-1}^2 = \omega_H^2 + \omega_H \omega_M \frac{k_{0,-1} d_0}{2}. \quad (5)$$

В частном случае при $k_0 = k_{-1} = k_B = \pi/L$ для системы (4) имеем $\eta_0 = \eta_{-1} = \eta$, где η имеет смысл отстройки частоты ω от частоты ω_B , соответствующей центру запрещенной зоны одиночного МК, $\gamma_0 = \gamma_{-1} = \gamma$ — коэффициент связи между противоположно направленными волнами в одном МК, $\chi_0 = \chi_{-1} = \chi$ — между сонаправленными волнами в разных МК, $\sigma_0 = \sigma_{-1} = \sigma$ — между противоположно направленными волнами в разных МК.

Уравнения (4) представляют собой систему из четырех связанных нелинейных уравнений Шредингера (НУШ), описывающих линейную и нелинейную связь между волнами в рассматриваемой структуре.¹ Отметим, что при $K = 0$ и $\delta d = 0$ из (4) получаем нелинейное уравнение для МСВ в однородной пленке [14], при $K = 0$ и $\delta d \neq 0$ приходим к системе из двух НУШ для одного МК [11], при $K \neq 0$ и $\delta d = 0$ получаем систему из двух НУШ для двух связанных однородных пленок [16].

На рис. 1, б приведены дисперсионные характеристики МСВ в структуре из двух связанных МК. Дисперсионные характеристики рассчитаны с помощью дисперсионного соотношения, полученного с использованием линейных волновых уравнений намагнитченности [23,24]. Здесь и далее приведены расчеты для следующих параметров структуры: $L = 0.01$ см, $a_2 = 3 \cdot 10^{-3}$ см, $\Delta d = 0.5 \cdot 10^{-4}$ см, $d_1 = 4 \cdot 10^{-4}$ см, $D = 4 \cdot 10^{-4}$ см, $H_0 = 1750$ Ое, $M = 140$ Г, $V = 5 \cdot 10^6$ см/с, $l = 2.6$ мм. Видно, что в такой структуре возможно формирование двух запрещенных зон (33 1 и 33 2) (полос непропускания, в которых $\text{Im } k \neq 0$). Мнимые части волнового числа показаны штриховыми кривыми внутри 33. 33 1 формируется за счет взаимодействия прямой и встречной

¹ Аналогичная система НУШ широко используется при описании различных нелинейных эффектов в оптических системах (см., например, [5]). Однако в отличие от указанных систем в оптике в системе (4) связь между волнами в различных МК учитывается только линейным электродинамическим коэффициентом связи K .

быстрых нормальных волн (светло-серая область 3). ЗЗ 2 формируется за счет взаимодействия прямой и встречной медленных нормальных волн (светло-серая область 4). ЗЗ 1 и ЗЗ 2 в зависимости от коэффициента связи (коэффициента K) могут как не перекрываться, так и частично перекрываться [23,24], как показано на рис. 1, *b*. В этом случае в области перекрытия формируется запрещенная зона для обоих типов волн с центральной частотой $f_B = \omega_B/2\pi = 5.05$ GHz и $k = k_B$ (темная область на рис. 1, *b*). Далее рассматривается только случай, когда запрещенные зоны частично перекрываются.

3. Результаты численного исследования

Для исследования волновой эволюции огибающих прямой и встречной волн в каждом из связанных МК было проведено численное решение полученной системы (4). Начальные условия задавались в следующем виде: $A_{1,2}(y, 0) = 0$, $B_{1,2}(y, 0) = 0$. Граничные условия задавались в виде $A_1(0, t) = \varphi_1(t)$, $A_2(0, t) = \varphi_2(t)$, $B_{1,2}(l, t) = 0$, l — длина структуры. Форма входного импульса $\varphi_{1,2}(t) = A_{01,02} \exp(-8(t - t_0)^4 T_0^4)$ представляла собой супергауссов импульс со следующими параметрами: $A_{01,02}$ — амплитуды импульсов, подаваемых в слои 1 и 2, t_0 — смещение максимума импульса относительно начала координат, T_0 — длительность импульса.

Значение коэффициента K , как уже отмечалось выше, выбиралось так, чтобы ЗЗ перекрывались, а длина структуры l была равна половине длины линейной перекачки между двумя связанными однородными пленками $\Lambda = 2\pi/|k_f - k_s|$, где $k_{f,s}$ — постоянные распространения быстрой и медленной волны в связанной структуре, определяемые исходя из дисперсионного соотношения для ПОМСВ в связанных однородных пленках и зависящие от параметра связи K [16]. Длительность входного импульса выбиралась так, чтобы ширина его частотного спектра была меньше ширины запрещенной зоны. В частности, рассматривались импульсы с длительностью $T_0 = 260$ ps (спектральная ширина $\Delta\Omega = 0.048$ rad/s). Ширина ЗЗ при значении коэффициента $\delta d = 0.095$ равна $\Delta\Omega = 2\gamma \approx 0.08$ rad/s [4].

В зависимости от типа возбуждаемой волны выделим следующие способы возбуждения связанной структуры: 1) возбуждается только быстрая волна, что возможно, если импульсы одинаковой амплитуды подаются в каждый из МК в фазе ($\varphi_1(t) = \varphi_2(t)$); 2) возбуждается медленная волна, если импульсы одинаковой амплитуды подаются в каждый из МК в противофазе ($\varphi_1(t) = -\varphi_2(t)$); 3) возбуждаются обе нормальные волны, если импульс подается только в один из МК (в частности, $\varphi_2(t) = 0$, $\varphi_1(t) \neq 0$).

Введем коэффициенты, определяющие пропускающую способность ($T_{1,2}$) и отражательную способность ($R_{1,2}$)

для слоев 1 и 2 связанных структур, в виде

$$T_{1,2} = \frac{\int_0^{T_{\max}} |A_{1,2}(l, t)|^2 dt}{\int_0^{T_{\max}} |A_1(0, t) + A_2(0, t)|^2 dt},$$

$$R_{1,2} = \frac{\int_0^{T_{\max}} |B_{1,2}(0, t)|^2 dt}{\int_0^{T_{\max}} |A_1(0, t) + A_2(0, t)|^2 dt}, \quad (6)$$

где $A_{1,2}(l, t)$ — амплитуды огибающих прямых волн в слоях 1 и 2 при $y = l$, $A_1(0, t)$ — при $y = 0$, $B_{1,2}(0, t)$ — амплитуды огибающих встречных волн, $T_{\max} = l/V$.

Из уравнений (4) при $k_0 = k_{-1} = k_B$ следует, что линейная волновая эволюция в структуре МК–МК определяется двумя параметрами связи: параметром χ , характеризующим связь между МК 1 и МК 2, и параметром γ , характеризующим связь между прямой и отраженной волной в каждом из МК, а также параметром η , характеризующим частотную отстройку от центра запрещенной зоны. Взаимное соотношение этих параметров определяет особенности линейного взаимодействия МСВ в исследуемой структуре. На рис. 2, *a* приведены зависимости коэффициентов пропускания $T_{1,2}$ и отражения $R_{1,2}$ МК 1 и МК 2 от отношения величин γ и χ при малой амплитуде входного сигнала $A_{01} = 0.01$ и частотной отстройке $\eta = 0$. В структуре возбуждались одновременно обе нормальные волны на частоте, соответствующей центру запрещенной зоны для обоих типов волн ($f = f_B$). При $\gamma < \chi$ (слабая связь между прямыми и отраженными волнами в каждом кристалле) динамика системы аналогична поведению волны в структуре связанных однородных пленок: если длина структуры удовлетворяет соотношению $l = \lambda/2$, то сигнал малой амплитуды, подаваемый в МК 1, полностью перекачивается в МК 2 (область 1 на рис. 2, *a*) [14]. При $\gamma > \chi$ динамика аналогична случаю одиночного МК: большая часть сигнала отражается от структуры (область 3) [12]. При $\gamma \approx \chi$ структура МК–МК демонстрирует оба отмеченных эффекта (область 2), что представляет наибольший интерес и будет рассматриваться далее.

На рис. 2, *b* приведены зависимости $T_{1,2}$, $R_{1,2}$ от частоты входного сигнала для каждого слоя при возбуждении обеих нормальных волн при $A_{01} = 0.01$ для значений коэффициентов из области 2 на рис. 2, *a*. На частоте $f_B = 5.05$ GHz ($\eta = 0$) наблюдаются минимум величины T_2 и максимум величины R_2 и имеем $T_1 < R_1 < T_2 < R_2$, т.е. сигнал отражается от МК 2. Поскольку на длине l сигнал полностью перекачивается в МК 2, минимум величины T_2 соответствует центру ЗЗ для обоих типов волн. При $f \gg f_B$ ($\eta \gg 0$) и $f \ll f_B$ ($\eta \ll 0$) имеем $T_2 \gg T_1, R_1, R_2$, т.е. большая часть сигнала перекачивается в МК 2 и выходит из него.

На рис. 2, *c* приведены зависимости $T_{1,2}$, $R_{1,2}$ от частоты входного сигнала для каждого слоя при возбуждении обеих нормальных волн при большей амплитуде входного сигнала ($A_{01} = 0.05$). Видно, что в этом случае происходит нелинейный сдвиг 33 вниз по частоте. Так, при $A_{01} = 0.05$ минимум T_2 наблюдается уже при $f_{\max} = 5.044$ GHz, а при $f_B = 5.05$ GHz имеем $T_1 < R_1 < R_2 < T_2$.

Проведем анализ пропускающей и отражающей способности структуры при увеличении амплитуды входного сигнала и остановимся на двух характерных ситуациях: 1) частота входного сигнала лежит в запрещенной

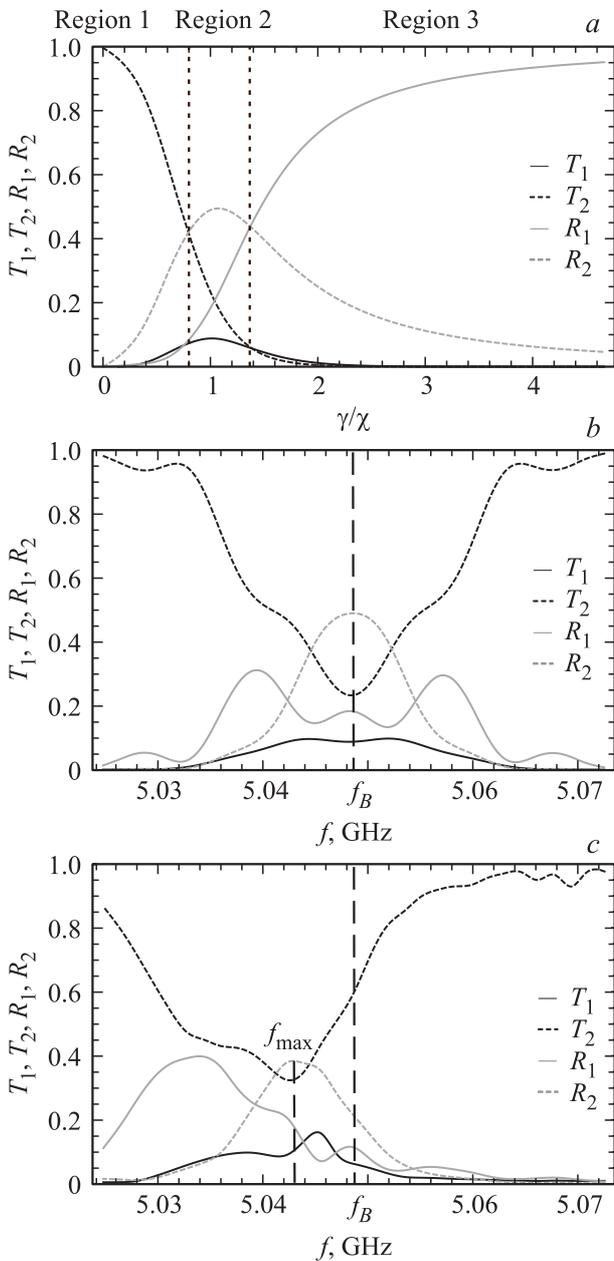


Рис. 2. Коэффициенты пропускания и отражения в зависимости от отношения величин γ/χ при $f = f_B$, $A_{01} = 0.01$ (*a*) и от f при $\gamma/\chi = 1$, $A_{01} = 0.01$ (*b*) и при $\gamma/\chi = 1$, $A_{01} = 0.05$ (*c*).

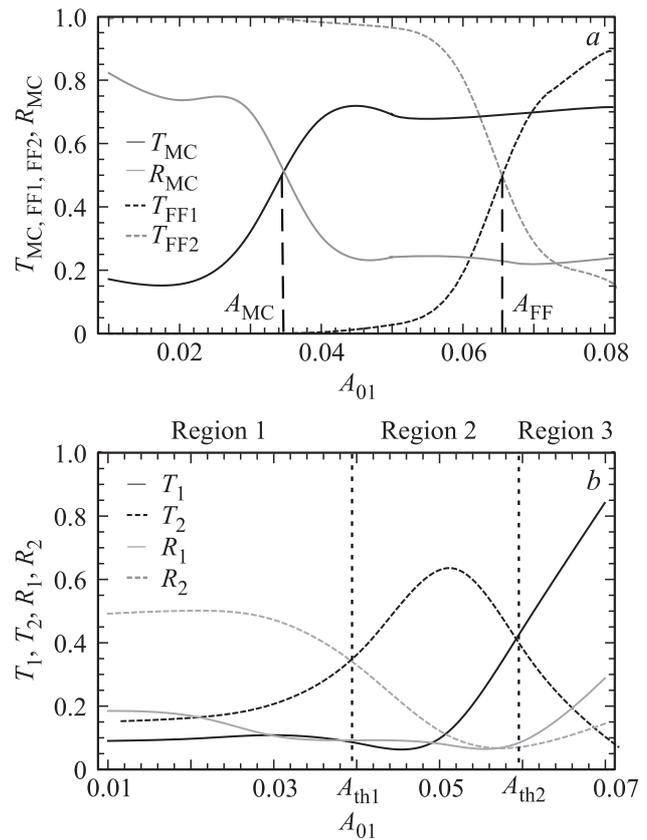


Рис. 3. Коэффициенты пропускания и отражения в зависимости от амплитуды входного сигнала A_{01} при $f = 5.03$ GHz и $\varphi_2(t) = 0$, $\varphi_1(t) \neq 0$ (пунктирные кривые) и $f = f_B = 5.05$ GHz и $\varphi_1(t) = \varphi_2(t)$ (сплошные кривые) (*a*) и $f = f_B = 5.05$ GHz и $\varphi_2(t) = 0$, $\varphi_1(t) \neq 0$ (*b*).

зоне (темная область на рис. 1, *b*); 2) частота входного сигнала лежит вне закрашенных областей на рис. 1, *b*. Результаты численных расчетов для этих случаев представлены на рис. 3, *b*.

Если в структуре возбуждается только одна нормальная (быстрая или медленная) волна, то распространение импульсов при увеличении амплитуды входного сигнала будет происходить аналогично случаю одного МК [12]. Отличие будет состоять только в том, что значения групповой скорости и коэффициента связи между прямой и встречной волнами будут зависеть от K . Результаты расчета T_{MC} и R_{MC} для этого случая на частоте брэгговского резонанса ($\eta = 0$) представлены на рис. 3, *a* (сплошные кривые). Выделим на этом рисунке значение входной амплитуды A_{MC} , при котором $T_{MC} = R_{MC}$. При $A_{01} < A_{MC}$ имеем $T_{MC} < R_{MC}$, т.е. большая часть мощности отражается от структуры, а при $A_{01} > A_{MC}$ структура начинает пропускать, т.е. имеем $T_{MC} > R_{MC}$. Поэтому данную точку на оси значений входных амплитуд можно рассматривать как точку „нелинейного переключения МК“. В основе эффекта „нелинейного переключения МК“ лежит нелинейный сдвиг запрещенной зоны [8,12]. Значение A_{MC} при этом будет зависеть от параметра связи K .

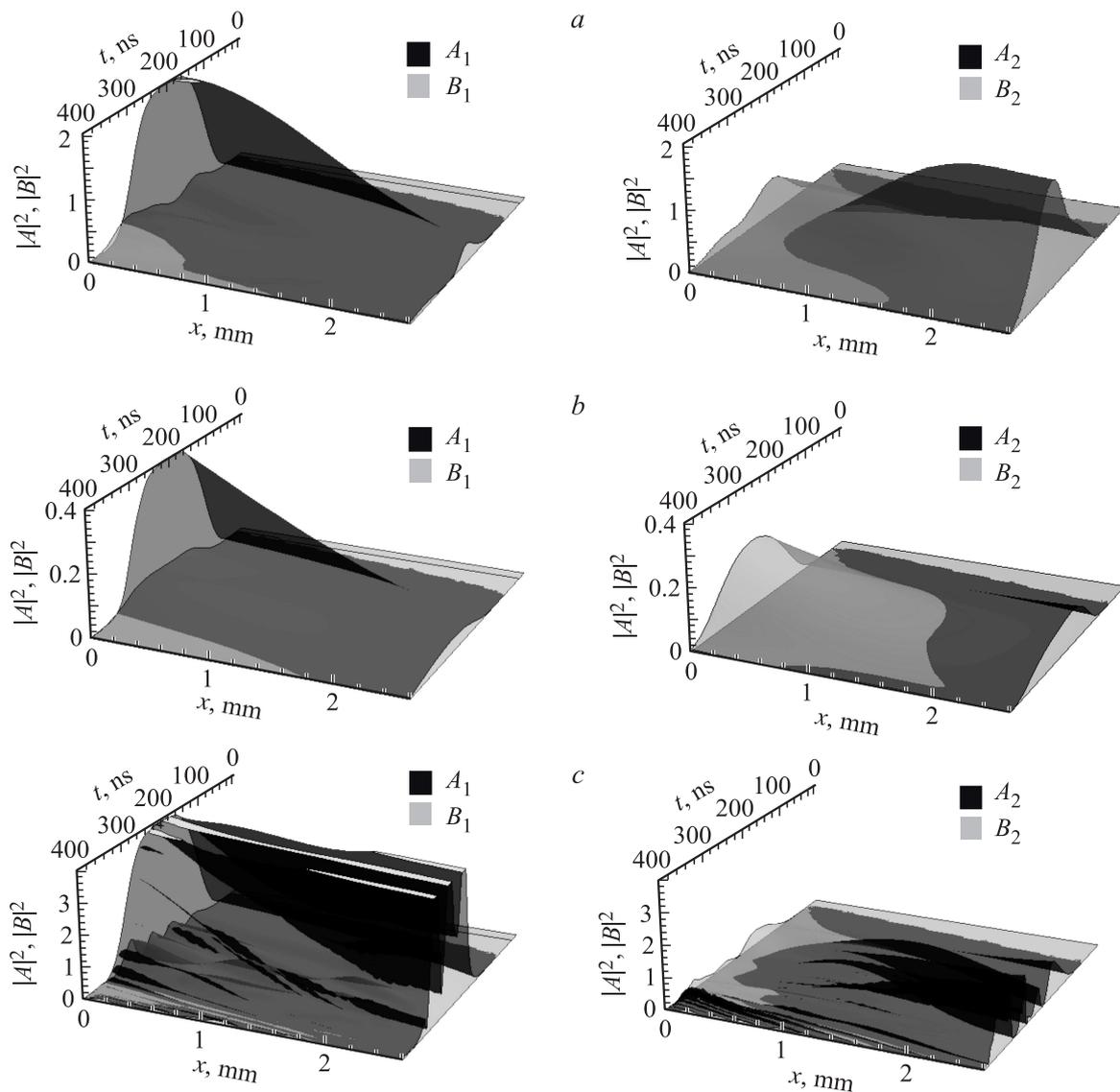


Рис. 4. Пространственно-временная эволюция амплитуд огибающих прямых и встречных волн в МК1 и МК2 при амплитуде входного импульса $A_{01} = 0.02$ (a), 0.045 (b) и 0.065 (c).

Рассмотрим теперь случай, когда в структуре возбуждаются обе нормальные волны, т.е. сигнал подается только в одну пленку (например, в пленку 1), а частота сигнала лежит вне запрещенной зоны. На рис. 3, a пунктирными кривыми показаны зависимости коэффициентов пропускания первого МК T_{FF1} и второго МК T_{FF2} от амплитуды входного сигнала. Так, при малой амплитуде входного сигнала $A_{01} = 0.01$ имеет место линейная перекачка мощности между слоями на длине λ . Сигнал малой амплитуды, подаваемый в МК 1, полностью перекачивается в МК 2. Из рис. 3, a видно, что при малой входной амплитуде $A_{01} < 0.04$ коэффициент пропускания МК 1 $T_{FF1} = 0$, а коэффициент пропускания МК 2 $T_{FF2} = 1$. С увеличением входной амплитуды ($A_{01} > A_{FF}$, где значение A_{FF} назовем „точкой переключения“ пленок, что будет соответствовать значению входного сигнала, при котором $T_{FF1} = T_{FF2}$), сигнал проходит через МК 1, как

бы „не замечая“ МК 2. Наблюдается так называемый „заграждающий режим“ ($T_{FF1} = 1, T_{FF2} = 0$) [17,18].

Рассмотрим теперь случай, когда в структуре двух МК возбуждаются обе нормальные волны и частота сигнала соответствует центру запрещенной зоны ($\eta = 0$). Результаты для этого случая показаны на рис. 3, b на котором приведены коэффициенты пропускания и отражения для структуры МК–МК. Можно выделить три характерные области на рис. 3, b: область 1 ($A_{01} < A_{th1} \approx A_{MC}$), в которой $R_2 \gg T_1, R_1, T_2$; область 2 ($A_{th1} < A_{01} < A_{th2} \approx A_{FF}$), в которой $T_2 \gg T_1, R_1, R_2$ (см. рис. 2, c при $f = f_B$); область 3 ($A_{01} > A_{th2}$), в которой $T_1 \gg T_2, R_1, R_2$. В этом случае можно также выделить „точки переключения“ A_{th1} и A_{th2} , значения которых зависят от двух параметров связи в такой структуре: значение первой „точки переключения“ A_{th1} зависит от параметра связи δd , значение второй „точки

переключения“ A_{th2} зависит от параметра связи K . Описанная динамика имеет место, если $A_{th1} < A_{th2}$, этого всегда можно добиться, изменяя параметр связи между магнетонными кристаллами K .

Для выяснения особенностей поведения коэффициентов пропускания и отражения рассматриваемой структуры при одновременном возбуждении обеих нормальных волн рассмотрим детально пространственно-временную динамику прямых и встречных волн при $\eta = 0$ и различных значениях амплитуд входного сигнала A_{01} , представленную на рис. 4 при $A_{01} < A_{th1}$, при $A_{th1} < A_{01} < A_{th2}$ и при $A_{01} > A_{th2}$. Темно-серые поверхности на рис. 4 соответствуют прямым волнам, а светло-серые — встречным волнам в МК 1 и МК 2. Сигнал подается на вход МК 1. Видно, что при малой входной амплитуде A_{01} (рис. 4, *a*) (область 1 на рис. 3, *b*, $A_{01} < A_{th1}$) импульс отражается от МК 1, мощность переходит во встречную волну в МК 1, после этого между встречными волнами в МК 1 и МК 2 происходит перекачка энергии и большая часть импульса оказывается сосредоточенной во встречной волне в МК 2 (B_2), т.е. приходит ко входу МК 2. Если $A_{th1} < A_{01} < A_{th2}$ (область 2 на рис. 3, *b*), то импульс проходит через МК 1, происходит перекачка мощности между прямыми волнами в МК 1 и МК 2, импульс оказывается сосредоточен на прямой волне в МК 2 (A_2), т.е. приходит к выходу МК 2 (рис. 4, *b*). При дальнейшем увеличении входной амплитуды $A_{01} > A_{th2} > A_{th1}$ (область 3 на рис. 3, *b*) импульс проходит через МК 1, „не замечая“ МК 2, т.е. оказывается сосредоточен на прямой волне в МК 1 (A_1) и приходит к выходу МК 1 (рис. 4, *c*).

Таким образом, нелинейные эффекты в структуре связанных МК представляют собой совокупность нелинейных эффектов в связанных однородных пленках и одиночном МК. В отличие от одного МК в структуре МК–МК в запрещенной зоне существует две точки переключения: A_{th1} и A_{th2} (рис. 3, *b*). Импульс малой амплитуды $A_{01} < A_{th1}$ отражается, а импульс большой амплитуды $A_{01} > A_{th1}$ проходит через структуру МК–МК (аналогично случаю одиночного МК). Импульс малой амплитуды $A_{01} < A_{th2}$ выходит из МК 2 (из его входа или выхода), а при $A_{01} > A_{th2}$ выходит из МК 1 (аналогично случаю связанных однородных пленок), т.е. в структуре МК–МК имеет место эффект „двойного нелинейного переключения“.

4. Обсуждение результатов

Эффект „двойного нелинейного переключения“, наблюдающийся в связанных МК, может быть положен в основу многофункционального устройства на основе структуры МК–МК. Такая структура имеет один входной порт (вход) и четыре выходных порта (порты 1–4), показанные на рис. 1, *a*. В частности, коэффициент пропускания через МК 1 (T_1) определяет долю входной мощности, вышедшую через порт 2, коэффициент пропускания через МК 2 (T_2) — через порт 4, коэффициент отражения от МК 1 (R_1) — через порт 1, коэффициент отражения от МК 2 (R_2) — через порт 3.

Тогда, исходя из результатов, представленных на рис. 3, *b*, можно сделать следующие выводы:

- при амплитуде входного сигнала, лежащей в области 1, большая часть мощности выходит через порт 3;
- в области 2 большая часть мощности выходит через порт 4;
- в области 3 большая часть мощности выходит через порт 2.

Таким образом, линия передачи, содержащая связанные МК, может функционировать как нелинейный направленный ответвитель, принцип действия которого заключается в следующем: в зависимости от входной мощности импульс выйдет через один из четырех портов структуры (рис. 1, *a*). При этом в отличие от нелинейного ответвителя на основе однородной ферромагнитной пленки, принцип действия которого основан на нелинейном фазовом набеге [17], в основу нелинейного ответвления на связанных МК положен другой принцип — нелинейное перераспределение сигнала между падающими и отраженными связанными волнами. Кроме того, принципиальная схема нелинейного переключателя на связанных МК является более простой, чем предложенная в работе [17], так как не требует дополнительных элементов: фазовращателей, аттенуаторов и делителей мощности, поскольку все эти функции могут быть реализованы самой связанной структурой.

5. Заключение

Таким образом, в работе на основе подхода, использующего метод связанных волн, построена модель в виде четырех нелинейных уравнений Шредингера для МСВ, распространяющихся в структуре связанных магнетонных кристаллов. Показано, что в окрестности первого брэгговского резонанса характер волновой эволюции определяется двумя коэффициентами связи: электродинамическим, обусловленным связью между МСВ, распространяющимися в каждом МК, а также коэффициентом, обусловленным связью между прямыми и встречными волнами, которая зависит от геометрических размеров периодической „ячейки“.

Обнаружен эффект „двойного нелинейного переключения“, который состоит в следующем: при малой входной амплитуде импульс отражается от МК 2, с увеличением амплитуды имеет место „первое переключение“: импульс проходит через структуру МК–МК и выходит из МК 1. При дальнейшем увеличении амплитуды имеет место „второе переключение“: импульс выходит из МК 2. На основе этого эффекта предложена схема многофункционального нелинейного ответвителя, в котором можно управлять распределением сигналов на портах структуры.

Отметим, что существует дополнительная возможность управления описанными выше эффектами с помощью изменения внешнего магнитного поля.

Список литературы

- [1] M. Krawczyk, D. Grundler. *J. Phys.: Condens. Matter* **26**, 123202 (2014).
- [2] Ю.В. Гуляев, С.А. Никитов. *ДАН. Сер. Физика* **380**, 469 (2001).
- [3] V.V. Kruglyak, S.O. Demokritov, D. Grundler. *J. Phys. D* **43**, 264001 (2010).
- [4] R. Kashyap. *Fiber Bragg gratings*. Academic Press, San Diego (1999). 457 p.
- [5] Н.Н. Розанов. *Диссипативные оптические солитоны: от микро- к нано- и атто-*. Физматлит, М. (2011). 536 с.
- [6] A.V. Chumak, V.I. Vasyuchka, A.A. Serga, M.P. Kostylev, V.S. Tiberkevich, B. Hillebrands. *Phys. Rev. Lett.* **108**, 257207 (2012).
- [7] E.N. Beginin, S.V. Grishin, S.A. Nikitov, Yu.P. Sharaevskii, S.E. Sheshukova. *IEEE Trans. Magn.* **47**, 3716 (2011).
- [8] A.V. Ustinov, A.V. Drozdovskii, B.A. Kalinikos. *Appl. Phys. Lett.* **96**, 142513 (2010).
- [9] А.Б. Устинов, Н.Ю. Григорьева, Б.А. Калиникос. *Письма в ЖЭТФ* **88**, 34 (2008).
- [10] A.V. Ustinov, B.A. Kalinikos, V.E. Demidov, S.O. Demokritov. *Phys. Rev. B* **81**, 180406 (R) (2010).
- [11] А.В. Дроздовский, М.А. Черкасский, А.Б. Устинов, Н.Г. Ковшиков, Б.А. Калиникос. *Письма в ЖЭТФ* **91**, 17 (2010).
- [12] S.E. Sheshukova, M.A. Morozova, E.N. Beginin, Yu.P. Sharaevskii, S.A. Nikitov. *Phys. Wave Phenom.* **21**, 304 (2013).
- [13] М.А. Морозова, Ю.П. Шараевский С.Е. Шешукова. *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика* **18**, 113 (2010).
- [14] А.В. Вашковский, В.С. Стальмахов, Ю.П. Шараевский. *Магнитостатические волны в электронике СВЧ*. Изд-во Саратов. ун-та, Саратов (1993). 316 с.
- [15] J.P. Castera, P. Hartemann. *Electron. Lett.* **16**, 195 (1980).
- [16] Г.М. Дудко, М.А. Малюгина, Ю.П. Шараевский. *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика* **11**, 6, 116 (2003).
- [17] A.V. Ustinov, B.A. Kalinikos. *Appl. Phys. Lett.* **89**, 172511 (2006).
- [18] М.А. Морозова, Ю.П. Шараевский, С.Е. Шешукова, М.К. Жаманова. *ФТТ* **54**, 1478 (2012).
- [19] Е.Н. Бегинин, М.А. Морозова, Ю.П. Шараевский. *ФТТ* **52**, 76 (2010).
- [20] T. Ueda, M. Tsutsumi. *IEEE Trans. Magn.* **38**, 3114 (2002).
- [21] А.М. Шутый, Д.И. Семенцов. *ЖТФ* **76**, 10, 110 (2006).
- [22] R. Marcelli, S.A. Nikitov. *Europhys. Lett.* **54**, 91 (2001).
- [23] М.А. Морозова, А.Ю. Шараевская. *Гетеромагнитная микроэлектроника* **15**, 82 (2013).
- [24] M.A. Morozova, S.V. Grishin, A.V. Sadovnikov, Yu.P. Sharaevskii, S.A. Nikitov. *IEEE Trans. Magn.* **50**, 4007 204 (2014).