

Импульсные режимы огибающей магнитостатических волн в двухслойной магнитосвязанной структуре

© А.М. Шутый, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,
432970 Ульяновск, Россия

E-mail: shuty@mail.ru

(Поступила в Редакцию 10 марта 2005 г.)

Исследовано распространение импульсов огибающей прямых объемных магнитостатических волн в структуре, состоящей из двух магнитосвязанных пленок, разделенных немагнитной прослойкой. Обнаружено, что межмодовая связь, существенно влияя на дисперсионные свойства структуры, во многом определяет реализуемые импульсные режимы и делает их зависящими от типа возбуждения структуры. Выявлены условия формирования солитонов в магнитосвязанной структуре. Исследована динамика импульсов с различными начальными профилями и продолжительностью. Обнаружено появление импульсов с пульсирующими боковыми областями.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования России (проект PD02-1.2-72).

PACS: 75.70.Ak, 41.20.Jb

1. Введение

Импульсные режимы распространения волн различной природы в последние годы привлекают пристальное внимание исследователей. Наряду с оптическими [1] наиболее широко исследуются импульсы в магнитоупорядоченных структурах, а именно импульсы и, в частности, солитоны огибающей магнитостатических волн (МСВ) в феррит-гранатовых пленках [2]. Интерес к ним связан как с возможностью реализации на основе импульсов МСВ различных интегральных спин-волновых устройств, так и с многообразием импульсных динамических режимов, реализующихся при достаточно низких мощностях МСВ. Условия возникновения солитонов различных типов МСВ и аналитический аппарат их исследования приведены в [2,3]. Теоретическое и экспериментальное исследование МСВ-солитонов в феррит-гранатовых пленках с различными ориентациями подмагничивающего поля и способами управления динамикой солитонов содержится в работах [4–7]. В частности, в [7] показана возможность управления солитонными режимами за счет воздействия волны непрерывной накачки. Дополнительные возможности управления импульсными режимами могут быть связаны с использованием в качестве волноведущей среды двухслойных магнитосвязанных структур, поскольку в подобных структурах существенно меняются динамические свойства спиновой подсистемы и реализуются новые типы спин-волновых возбуждений [8–10]. Наиболее заметно влияние межслойной магнитной связи на формирование единых МСВ-возбуждений в области синхронизма волн в отдельных слоях. Основными типами межслойной магнитной связи являются дипольное [11] или обменное [12] взаимодействия, либо их совместное действие [13]. В [14] рассмотрены эффекты межмодовой перекачки энергии МСВ при одномодовом импульсном

возбуждении двухслойной магнитосвязанной системы в случае слабой связи. В настоящей работе исследуются особенности импульсов огибающих прямых объемных МСВ, распространяющихся в нормально намагниченной двухслойной феррит-гранатовой структуре с достаточно сильным межслойным взаимодействием магнитных моментов слоев, обеспечивающим формирование единого волнового пакета.

2. Уравнение связанных мод

Рассмотрим планарную структуру, состоящую из двух феррит-гранатовых пленок, разделенных немагнитной прослойкой, и намагниченную до насыщения в направлении оси z , нормальной к границе раздела слоев. Пусть в такой пленочной структуре возбуждается и распространяется вдоль оси x волновой пакет, формируемый взаимодействующими модами МСВ, принадлежащими каждой из пленок. В этом случае магнитостатический потенциал волнового пакета может быть представлен в виде суммы собственных мод, входящих в структуру изолированных магнитных пленок. Из полного набора мод каждой из пленок эффективная межслойная связь осуществляется только между теми двумя модами, для которых условия фазового синхронизма выполняются наилучшим образом, а именно когда минимальны или равны нулю величины $2\delta_\omega = \omega_{01} - \omega_{02}$ и $2\delta_k = k_{01} - k_{02}$, где ω_{0n} — несущие частоты импульсов, формируемых собственными модами МСВ изолированных пленок, а k_{0n} — константы распространения данных мод. Далее не предполагается наличие иного возмущения (например, периодической неоднородности параметров слоев), которое могло бы синхронизировать моды разных порядков, поэтому суммарные импульсы будут формироваться только модами одного порядка и относящимися к разным волноводным слоям. Этими модами должны быть

моды первого порядка, так как они менее всего поглощаются. С учетом этого магнитостатический потенциал может быть представлен следующим выражением:

$$\Psi = \sum_{n=1,2} \Psi_n = \sum_n \frac{4\pi M_{0n}}{k_{0n} \sqrt{\chi_n^2 + \chi_{an}^2}} U_n(z) \times \varphi_n(x, t) \exp[-i(\omega_{0n}t - k_{0n}x)], \quad (1)$$

где M_{0n} — намагниченность соответствующей пленки; при рассматриваемой ориентации вдоль оси z эффективность поля \mathbf{H} , включающего подмагничивающее поле \mathbf{H}_0 , суммарное поле кубической и ростовой анизотропии, диагональная и недиагональная компоненты тензора магнитной восприимчивости в отсутствие затухания определяются выражениями $\chi_n = \omega_{Mn}\omega_{Hn}/(\omega_{Hn}^2 - \omega_{0n}^2)$, $\chi_{an} = \chi_n\omega_{0n}/\omega_{Hn}$, в которых введены обозначения $\omega_{Mn} = 4\pi\gamma M_{0n}$, $\omega_{Hn} = \gamma H - \omega_{Mn}$. Профильная функция $U_n(z)$, определяющая распределение моды по сечению каждого из n слоев, и стоящий перед ней коэффициент находятся из выражения, связывающего магнитостатический потенциал с переменным магнитным полем МСВ, и уравнения Уокера

$$\text{grad } \Psi_n = \mathbf{h}_n, \quad \text{div}(\vec{\mu}_n \nabla \Psi_n) = 0, \quad (2)$$

где $\vec{\mu}_n$ — тензор магнитной проницаемости n -й пленки. Безразмерная комплексная амплитуда магнитостатического потенциала выражается через нормированные комплексные значения переменных составляющих магнитного момента $\varphi_n = \sqrt{m_{xn}^2 + m_{yn}^2}/M_{0n}$ и является благодаря межмодовой связи медленно изменяющейся функцией координаты и времени. Дисперсионное уравнение для прямых объемных МСВ имеет следующий вид:

$$\text{tg } k_{zn}l_n = -\frac{2\sqrt{-\chi_n - 1}}{\chi_n + 2}, \quad (3)$$

где l_n — толщина соответствующей пленки, а поперечное волновое число для МСВ связано с константой распространения выражением $k_{zn} = k_{0n}\sqrt{-\chi_n - 1}$. В представляющем практический интерес длинноволновом приближении $k_{0n} \ll k_{zn}$ дисперсионное уравнение значительно упрощается и приобретает вид $k_{0n}l_n = -2/\chi_n$.

Динамика огибающей каждой из взаимодействующих МСВ с учетом дисперсионных эффектов первого и второго порядков, фазовой самомодуляции и линейной межмодовой связи может быть представлена следующим уравнением:

$$i \frac{\partial \varphi_n}{\partial t} + i v_n \frac{\partial \varphi_n}{\partial x} + \frac{d_n}{2} \frac{\partial^2 \varphi_n}{\partial x^2} = q_n \exp[(-1)^n 2i(\delta_{kx} - \delta_{\omega}t)] \varphi_{3-n} + g_{cn} |\varphi_n|^2 \varphi_n, \quad (4)$$

где дисперсионные параметры $v_n = \partial \omega_n / \partial k_n$ и $d_n = \partial^2 \omega_n / \partial k_n^2$, полученные при $k_n = k_{0n}$, определяют соответственно групповую скорость и дисперсию групповых

скоростей МСВ, параметр $g_{cn} = \partial \omega_n / \partial |\varphi_n|^2$ — нелинейное самовоздействие системы, q_n — коэффициент межмодовой связи. В отсутствие потерь выполняется условие $|\varphi_1|^2 + |\varphi_2|^2 = \text{const}$, из которого для коэффициентов связи получаем равенство $q_1 = q_2^* = q$. При наличии фазовой расстройки между распространяющимися в соседних слоях модами будем предполагать, что существующая межмодовая связь обуславливает равенство их констант распространения, и поэтому $\delta_k = 0$, а незначительное различие по параметрам волноводных пленок (например, по толщине) приводит к различию собственных частот МСВ в соответствии с дисперсионным уравнением (3) и $\delta = \delta_{\omega} \neq 0$.

3. Уравнения для парциальных импульсов

Введем характерные времена: межмодового взаимодействия $T_{qn} = q_n^{-1}$, дисперсионное $T_{dn} = L_{0n}^2/|d_n|$, групповой расстройки $T_{rn} = L_{0n}/v_n$ и самомодуляции $T_{gn} = g_{cn}^{-1}|\varphi_{0n}|^{-2}$, где L_{0n} и φ_{0n} — начальные (при $t = 0$) длина и амплитуда вводимых модовых импульсов. В случае сильной межмодовой связи $T_{qn} \ll T_{dn}, T_{rn}, T_{gn}$, поэтому в отсутствие потерь за время T_{qn} изменение мощности импульса, обусловленное пространственной дисперсией волноводов, дисперсией групповых скоростей мод и кубической нелинейностью, пренебрежимо мало. Ограничения сверху величины q обуславливаются приближением медленно меняющихся амплитуд. Учитывая также, что для распространяющихся в волноводе импульсов время групповой расстройки меньше времени самомодуляции и дисперсионного времени, в случае сильного межмодового взаимодействия на величину коэффициента связи накладывается условие $\tau_n^{-1} \ll q \ll \omega_n$, где τ_n — длительность формируемого в каждом из слоев структуры импульса МСВ. Выполнения данного условия можно добиться подбором толщины прослойки между магнитными слоями.

Приближение сильной межмодовой связи позволяет представить временные огибающие импульсов в виде суммы двух линейно несвязанных парциальных импульсов (ПИ) [1,15]

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= a_1(x, t) \exp[i(\sigma + \delta)t] + a_2(x, t) \exp[-i(\sigma - \delta)t], \\ \varphi_2 &= \xi_1 a_1(x, t) \exp[i(\sigma - \delta)t] \\ &\quad + \xi_2 a_2(x, t) \exp[-i(\sigma + \delta)t], \end{aligned} \quad (5)$$

где $a_j(x, t)$ — медленно меняющиеся амплитуды ПИ и введены параметры: $\sigma = \sqrt{\delta^2 + |q|^2}$, $\xi_j = = q^*[\delta + (-1)^j \sigma]^{-1}$. Подставляя (5) в (4), получим следующие уравнения для амплитуд ПИ:

$$i \frac{\partial a_j}{\partial t} + i v_j \frac{\partial a_j}{\partial x} + \frac{D_j}{2} \frac{\partial^2 a_j}{\partial x^2} = G_{cj} |a_j|^2 a_j + G_{kj} |a_{3-j}|^2 a_j, \quad (6)$$

где введены эффективные параметры, характеризующие динамику соответствующего ПИ: групповая скорость

$$2V_j = v_1 + v_2 - (-1)^j \frac{\delta}{\sigma} (v_2 - v_1), \quad (7)$$

дисперсия групповых скоростей

$$2D_j = d_1 + d_2 - (-1)^j \frac{1}{\sigma} [\delta(d_2 - d_1) + 2v_1 v_2], \quad (8)$$

коэффициент самомодуляции

$$2G_{cj} = 2g_{c1} + g_{c2} |\xi_j|^2 \left[1 - (-1)^j \frac{\delta}{\sigma} \right] \quad (9)$$

и коэффициент возникающей кроссмодуляции

$$2G_{kj} = g_{c2} |\xi_{3-j}|^2 \left[1 - (-1)^j \frac{\delta}{\sigma} \right]. \quad (10)$$

Вид системы (6) и эффективных параметров показывает, что наличие линейной межмодовой связи в общем случае приводит к изменению как диссипативных, так и нелинейных свойств структуры. Обращает также на себя внимание тот факт, что имеет место кроссмодуляционное взаимодействие ПИ, отсутствующее для исходных импульсов, формирующих единый волновой пакет МСВ. В условиях полного фазового синхронизма ($\delta = 0$) эффективные параметры определяются следующими выражениями:

$$V_j = V = \frac{v_1 + v_2}{2}, \quad D_j = \frac{d_1 - d_2}{2} - (-1)^j \frac{v_1 v_2}{\sigma},$$

$$G_{cj} = G_c = \frac{3}{2} g_c, \quad G_{kj} = G_k = \frac{1}{2} g_c.$$

При переходе к бегущей координате $\xi = x - Vt$ уравнения для ПИ принимают вид

$$i \frac{\partial a_j}{\partial t} + \frac{D_j}{2} \frac{\partial^2 a_j}{\partial \xi^2} = G_c \left(|a_j|^2 + \frac{1}{3} |a_{3-j}|^2 \right) a_j. \quad (11)$$

Исходя из разложения (5), начальные амплитуды ПИ можно выразить через начальные амплитуды двух связанных мод

$$a_{0j} = \frac{1}{2} \varphi_{01} \mp \frac{1}{2\sigma} (\delta \varphi_{01} + q \varphi_{02}). \quad (12)$$

Из (12) следует, что при фазовом синхронизме в случае симметричного или антисимметричного возбуждения пленочной структуры ($\varphi_{01} = \pm \varphi_{02}$) амплитуда одного из ПИ равна нулю ($a_1 = 0$ при симметричном возбуждении, $a_2 = 0$ при антисимметричном возбуждении) и динамика всего волнового пакета определяется динамикой только одного ПИ. В этом случае возможно точное решение уравнения (11), которое будем искать в виде

$$a_j(t, \xi) = |a_j(\xi)| \exp(-i\Gamma_j t), \quad (13)$$

где Γ_j и $|a_j(\xi)|$ — неизвестная фаза и зависящая от бегущей координаты амплитуда ПИ. Подстановкой (13) в (11) находим, что при $D_j < 0$ (в случае аномальной дисперсии) и $G_c > 0$ уравнение (11) имеет солитонное

решение с синусоидальным заполнением

$$a_j(t, \xi) = a_{sj} \text{ch}^{-1}(\xi/\xi_{sj}) \exp(-i\Gamma_j t). \quad (14)$$

Здесь амплитуда и фаза „светлого“ солитона связана с его длиной соотношениями

$$a_{sj} = \frac{\sqrt{-D_j}}{\xi_{sj} \sqrt{G_c}}, \quad 2\Gamma_j = -\frac{D_j}{\xi_{sj}^2}, \quad (15)$$

из которых следует, что амплитуда солитона зависит от эффективной дисперсии, величина которой в свою очередь существенным образом определяется межмодовой связью. Кроме того, анализ показывает, что сильная межмодовая связь обуславливает саму возможность или невозможность формирования солитонных (либо квази-солитонных) режимов, так как в результате ее влияния знак эффективной дисперсии оказывается отрицательным только в случае симметричного начального возбуждения системы, т.е. для ПИ с $j = 2$. Таким образом, наличие связи распространяющихся в слоях МСВ во многом определяет динамику импульсов и, в частности, солитонов в двухслойной структуре. При этом плотность энергии импульса $W_{s2} \sim \xi_{s2} |a_2|^2 = |D_2|/(G_c \xi_{s2})$ также во многом определяется величиной межмодовой связи.

Решение уравнений (11) в виде распространяющегося „светлого“ солитона является устойчивым [2–4] при начальной амплитуде, определяемой соотношениями (15), которые учитывают дисперсионные и нелинейные свойства волновода, а также длину возбуждаемого в структуре импульса. Если начальная амплитуда импульса больше величины a_{s2} , происходит его сжатие, если же меньше — импульс расплывается. В реальных структурах при незначительном отличии энергии возбуждаемого солитона от энергии, соответствующей устойчивому решению, имеет место подстройка, в результате которой система за счет сброса энергии в виде излучения (или же ее поглощения из среды) переходит в устойчивое односолитонное состояние [1].

В волноводе с нормальной эффективной дисперсией ($D_j > 0$) и при $G_c > 0$ уравнение (11) также имеет стационарное решение

$$a_j(t, \xi) = |a_{sj}| \text{th}(\xi/\xi_{sj}) \exp(-i\Gamma_j t), \quad (16)$$

где амплитуда, фаза и длительность импульса связаны соотношениями $a_{sj} = \sqrt{D_j}/(\xi_{sj} \sqrt{G_c})$, $\Gamma_j = D_j/\xi_{sj}^2$. Это решение описывает стационарное состояние, называемое „темным“ солитоном, и представляет собой провал в интенсивности МСВ. Численный анализ эффективной дисперсии показывает, что данный режим имеет место при антисимметричном возбуждении системы — для ПИ с $j = 1$.

Далее ограничимся анализом особенностей динамики импульсов МСВ (не затрагивая темных солитонов), причем как однопарциальным, так и двухпарциальным ($\varphi_{01} \neq \pm \varphi_{02}$) случаями, когда не удастся найти простого точного решения системы (11) и наиболее эффективным является решение ее численными методами.

4. Численный анализ

На основе приведенных соотношений проведем численный анализ особенностей динамики импульсов МСВ в двухслойной волноводной структуре. Параметры магнитных слоев выберем соответствующими феррит-гранатовым пленкам: $4\pi M_{0n} = 4\pi M_0 = 1750 \text{ G}$, $\gamma = 1.76 \times 10^7 \text{ (Oe} \cdot \text{s)}^{-1}$. Рассматривая структуру с одинаковыми волноводными слоями, несущую частоту МСВ примем равной $\omega_{0n}/2\pi = \omega_0/2\pi = 2.5 \text{ GHz}$. При учете анизотропии магнитных слоев и ориентации координатных осей вдоль кристаллографических направлений $\{100\}$ под эффективным полем будем понимать поле $H = H_0 + H_a$, где H_0 — внешнее подмагничивающее поле, $H_a = 2(K_1 + K_u)/M_0$ — поле магнитной анизотропии, K_1 и K_u — константы кристаллографической и ростовой анизотропии слоев [16,17]. Для получения графических зависимостей исходное дисперсионное уравнение (3), его первая и вторая производные по частоте решались численно.

На рис. 1 приведены профили огибающих ПИ с $j = 2$ (симметричное возбуждение), реализуемых в случае синхронизма МСВ при эффективном поле $H = 2.6 \text{ kOe}$, коэффициенте межмодовой связи $q = (4, 8) \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ (сплошные кривые 1, 2 на рис. 1, *a*) и $q = 5 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, $H = 2.4, 2.6 \text{ kOe}$ (сплошные кривые 1, 2 на рис. 1, *b*). Длительность импульсов принималась равной $\tau_n = 20 \text{ ns}$, а толщина магнитных слоев (здесь и далее) $l = 5 \mu\text{m}$. Данные зависимости $a_2(\xi)$ являются солитонными решениями уравнения (11) и определяются выражением (14). Видно, что в результате влияния межмодовой связи на эффективную дисперсию системы рост величины q приводит к уменьшению амплитуды солитона МСВ. Изменение поля H существенно сказывается на всех динамических характеристиках МСВ, в частности на групповой скорости. Поэтому разным значениям H (при одинаковой длительности импульса) отвечают разные пространственные параметры солитона: с увеличением H длина импульса увеличивается, а амплитуда уменьшается.

Рассмотренные решения являются стационарными и устойчивыми, однако длина волновода для МСВ ограничивается несколькими сантиметрами и вводимые импульсы, как правило, не успевают перейти к солитонному профилю. Поэтому представляет интерес динамика распространения в волноводе гауссова импульса, как наиболее близкого к реально возбуждаемому в структуре. На рис. 1 штрихом для параметров, соответствующих непрерывным кривым, приведены профили огибающих ПИ (для $j = 2$) через $t = 1.2 \mu\text{s}$ (что отвечает прохождению импульсом расстояния $L \approx 2 \text{ cm}$) при его начальном гауссовом профиле: $a_{g2}(\xi) = a_{02} \exp(-\xi^2/4\xi_{02}^2)$, где амплитуда $a_{02} = a_{s2}$ удовлетворяет соотношению (15). Видно, что амплитуда распространяющегося гауссова импульса оказывается несколько больше амплитуды солитона, а наибольшее отличие их профилей от солитонного имеет место в области „хвостов“.

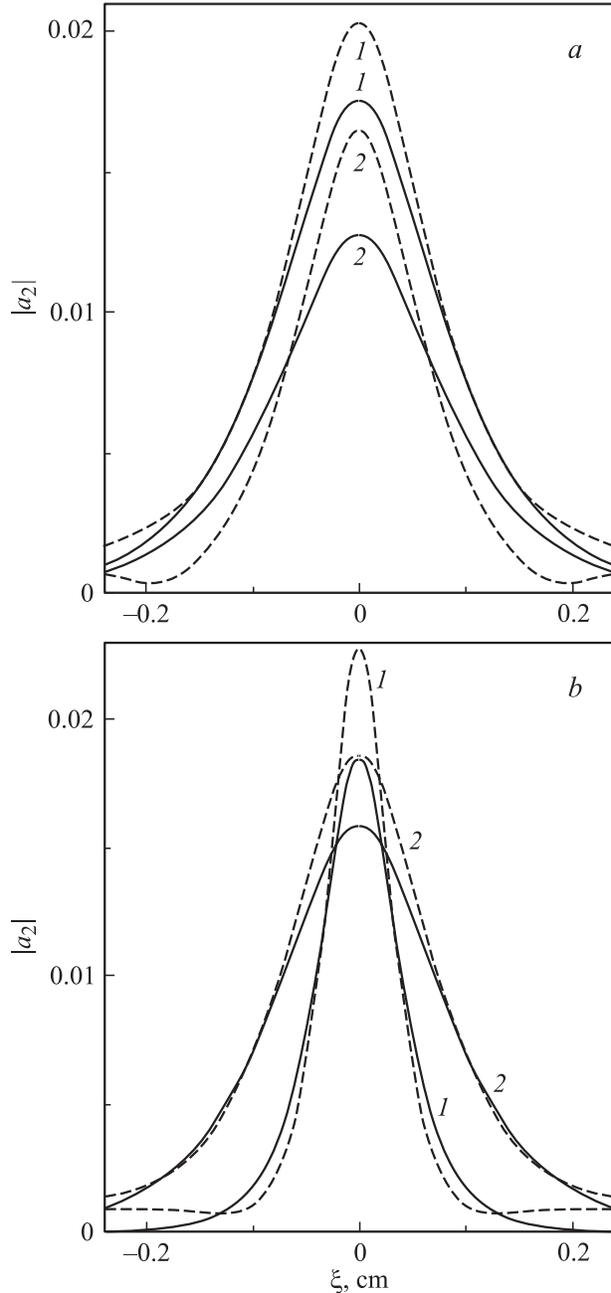


Рис. 1. Профили огибающих ПИ с $j = 2$, являющиеся солитонными решениями (сплошные кривые) и формируемые через $t = 1.2 \mu\text{s}$ при начальном гауссовом профиле с $a_{02} = a_{s2}$ (штриховые кривые); $H = 2.6 \text{ kOe}$, $q = (4, 8) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ (кривые 1, 2 на части *a*) и $q = 5 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$, $H = 2.4, 2.6 \text{ kOe}$ (кривые 1, 2 на части *b*), $\tau_n = 20 \text{ ns}$, $l = 5 \mu\text{m}$.

Рассмотрим теперь случай, когда амплитуда вводимого гауссова импульса меньше величины a_{s2} , отвечающей устойчивому солитонному решению. На рис. 2 приведены профили ПИ с $j = 2$, отвечающие моменту времени $t = 1.2 \mu\text{s}$ и получающиеся из гауссовых импульсов с начальными амплитудами $a_{02} = 0.03, 0.035, 0.04$ (*a, b, c*) при эффективном магнитном поле $h = 2.6 \text{ kOe}$, толщине

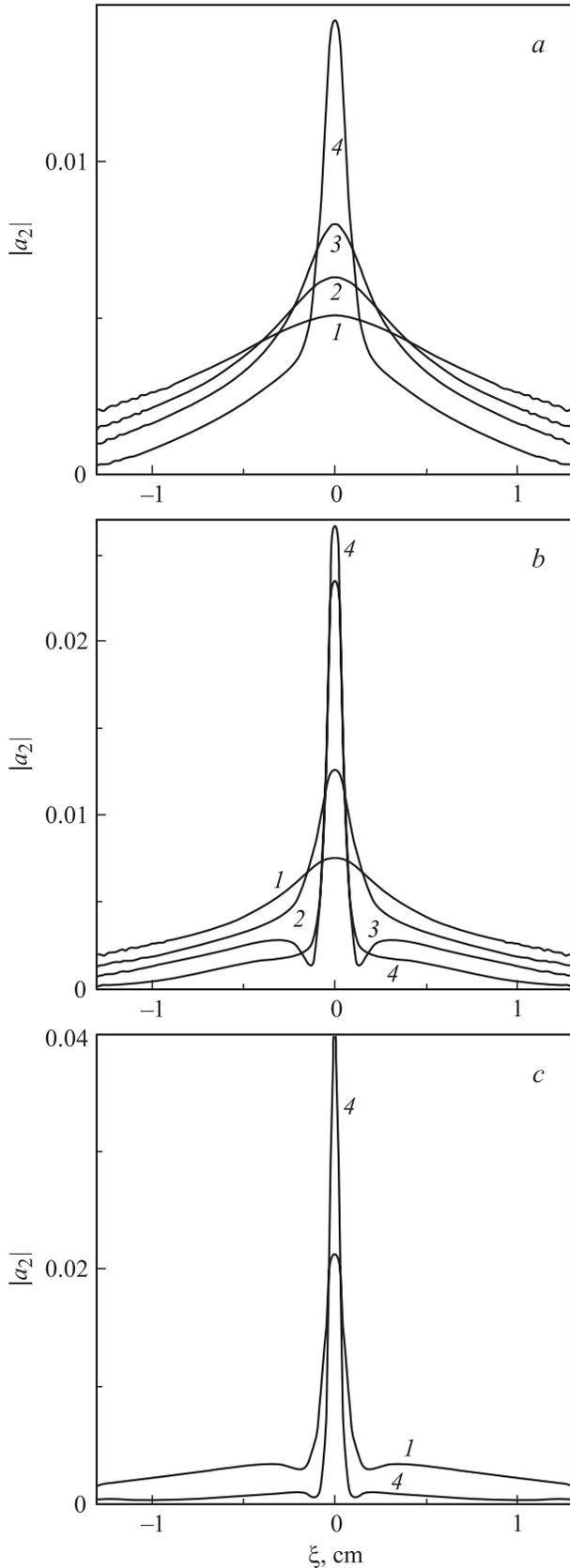


Рис. 2. Профили ПИ с $j=2$, отвечающие моменту времени $t=1.2\mu\text{s}$ при гауссовых возбуждаемых импульсах с $a_{02} = 0.03, 0.035, 0.04$ (a-c) и $q = (4, 5, 6, 8) \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ (кривые 1-4); $H = 2.6 \text{ kOe}$, $l = 5 \mu\text{m}$, $\tau_n = 5 \text{ ns}$.

магнитных слоев $l = 5 \mu\text{m}$ и продолжительности вводимых импульсов $\tau_n = 5 \text{ ns}$; коэффициент межмодовой связи $q = (4, 5, 6, 8) \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ (кривые 1-4). При данных параметрах и $q = (4, 8) \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ амплитуда солитонов $a_{s2} \approx 0.07, 0.05$. Из приведенных кривых $|a_2(\xi)|$ видно, что в рассматриваемом случае имеет место иная зависимость между амплитудой импульса и коэффициентом межмодовой связи: с уменьшением q импульс сильнее расплывается и его амплитуда падает. Это является следствием того, что увеличение коэффициента связи приводит к росту эффективной дисперсии и амплитуды устойчивого солитонного решения a_{s2} . С увеличением разницы между амплитудами a_{02} и a_{s2} влияние коэффициента связи на параметры импульса возрастает; однако если эта разница слишком большая, значение величины q уже не играет заметной роли, так как при этом импульсы слишком быстро расплываются и на выходе волновода имеют место близкие значения амплитуд импульсов при различной величине коэффициента связи.

Подобным образом можно влиять на параметры импульса за счет изменения эффективного подмагничивающего поля, так как изменение H также приводит к изменению амплитуды солитонного решения: при $\tau_n = 5 \text{ ns}$ и $q = 4 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ амплитуда $a_{s2} \approx 0.06, 0.05$ для значений $H = 2.4$ и 2.6 kOe соответственно. Заметим, что рассмотренные зависимости профилей импульсов на выходе волновода от коэффициента связи (или магнитного поля) становятся более выраженными при уменьшении продолжительности исходного импульса. Это происходит из-за того, что с увеличением τ_n уменьшается разница между амплитудами a_{s2} , отвечающими разным значениям q или H : при $\tau_n = 20 \text{ ns}$ и $H = 2.6 \text{ kOe}$ амплитуда $a_{s2} \approx 0.018, 0.013$ для $q = (4, 8) \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, а при $q = 4 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ амплитуда $a_{s2} \approx 0.020, 0.018$ для $H = 2.4, 2.6 \text{ kOe}$ соответственно.

На рис. 3 приведена эволюция гауссова профиля $|a_j(\xi, t)|$ первого и второго ПИ, отвечающая параметрам $H = 2.6 \text{ kOe}$, $\tau_n = 5 \text{ ns}$ и $q = 8 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, в случае антисимметричного ($j=1$) и симметричного ($j=2$) режимов возбуждения волновода, являющихся однопарциальными. Начальная амплитуда вводимых импульсов $a_{0j} = 0.03$ (имеющиеся на графике „ступеньки“ при малых t и меньшая, чем указана, начальная амплитуда импульсов связаны с несовершенством используемого редактора трехмерной графики). Из-за положительного значения эффективной дисперсии D_1 первый ПИ расплывается. При этом кривизна его профиля становится отрицательной, т.е. $\partial^2|a_2|/\partial\xi^2 < 0$. Увеличение начальной амплитуды ПИ (при той же его продолжительности) приводит к более крутым краям расплывающегося импульса. Профиль второго ПИ, для которого эффективная дисперсия отрицательна, даже при $a_{02} < a_{s2}$ имеет положительную в боковых областях кривизну ($\partial^2|a_2|/\partial\xi^2 > 0$) и четко выраженный максимум, уменьшающийся (для рассматриваемых длин структуры $L \approx 1, 2 \text{ cm}$) на начальном отрезке времени

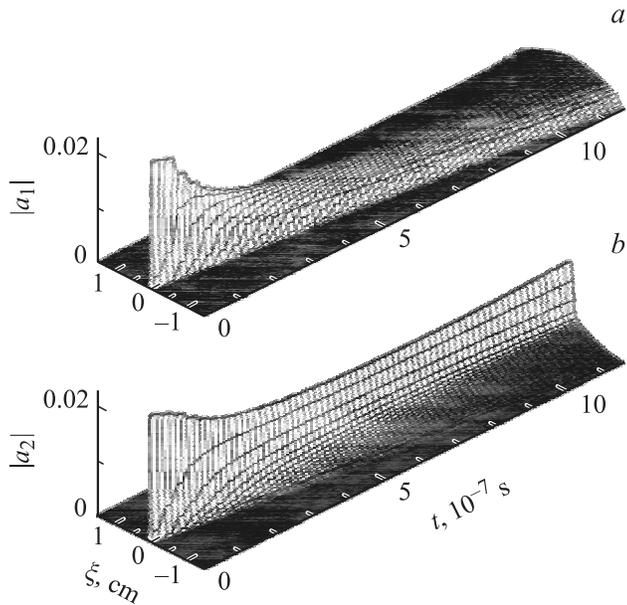


Рис. 3. Эволюция гауссова профиля $|a_j(\xi, t)|$. *a* — первого ($j = 1$) и *b* — второго ($j = 2$) ПИ при $H = 2.6$ кОе, $\tau_n = 5$ ns и $q = 8 \times 10^8$ с $^{-1}$ в случае однопарциального режима возбуждения структуры; начальная амплитуда ПИ $a_{0j} = 0.03$.

и остающийся в дальнейшем практически постоянной величины.

Рассмотрим теперь одномодовый тип возбуждения волновода ($\varphi_{01} \neq 0, \varphi_{02} = 0$), которому, согласно (5), соответствует двухпарциальный режим распространения импульса при начальных амплитудах $a_{01} = a_{02} = \varphi_{01}/2$. На рис. 4 приведены профили ПИ $|a_j(\xi)|$ с $j = 1, 2$, а также огибающей импульсов МСВ в первом и втором волноводных слоях (*a, b, c*) в момент времени $t = 1.2 \mu\text{s}$ при начальной амплитуде $a_{0j} = 0.03$, продолжительности импульсов $\tau_n = 5$ ns, поле $H = 2.6$ кОе и коэффициенте связи $q = 8 \times 10^8$ с $^{-1}$. Видно, что в центральной части имеется минимум первого и максимум второго ПИ, а в боковых областях амплитуда первого ПИ значительно превышает амплитуду второго ПИ. Профили огибающей $|\varphi_n(\xi)|$ обеих мод МСВ в центральной области близки к профилю второго ПИ $|a_2(\xi)|$, а в боковых областях имеют колебания со средней линией, совпадающей с профилем первого ПИ $|a_1(\xi)|$. Указанные колебания в одном слое находятся в противофазе по отношению к другому, а их период по времени определяется коэффициентом связи и равен $t_p = \pi/q$. При удалении от центральной области амплитуда этих колебаний и их период по пространственной координате уменьшаются.

Рассмотренные особенности одномодового возбуждения системы подтверждаются также зависимостями, приведенными на рис. 5, где профили огибающих импульсов в первом слое $|\varphi_1(\xi)|$ отвечают моментам времени $t \approx 1.12, 1.16$ мкс (сплошные кривые 1 и 2). Штрихом на рисунке показаны профили $|a_j(\xi)|$ двух ПИ,

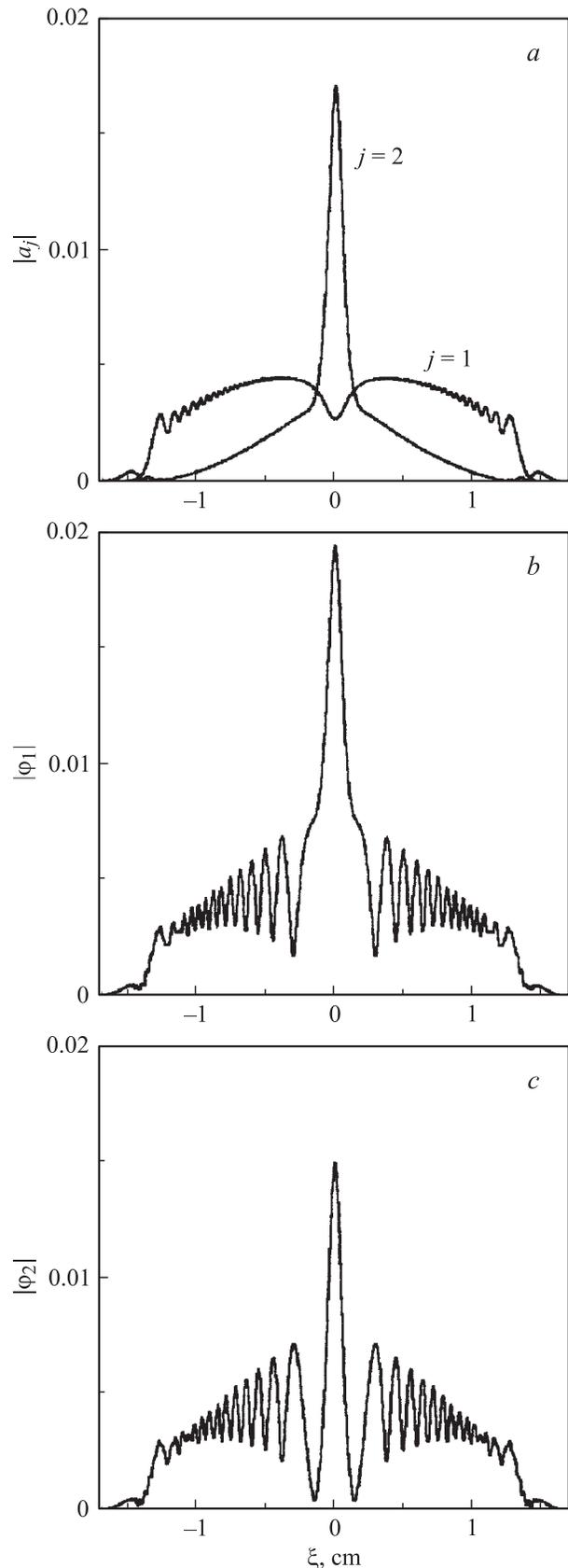


Рис. 4. Профили двух ПИ (*a*) и импульсов огибающей МСВ в каждом из волноводных слоев (*b, c*) в момент времени $t = 1.2 \mu\text{s}$ при одномодовом возбуждении системы; $a_{0j} = \varphi_{01}/2 = 0.03$, $\tau_n = 5$ ns, $H = 2.6$ кОе, $q = 8 \times 10^8$ с $^{-1}$.

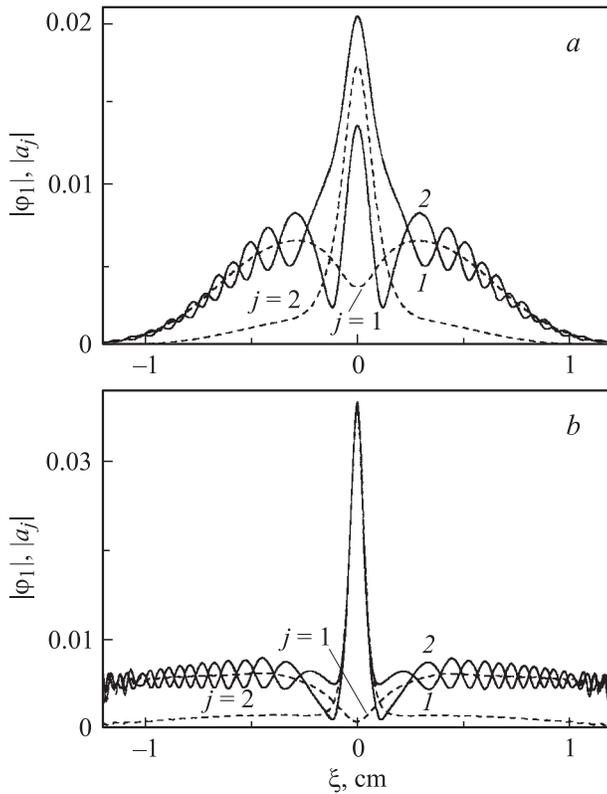


Рис. 5. Профили огибающих импульсов в первом слое $|\varphi_1(\xi)|$ в моменты времени $t \approx 1.12, 1.16 \mu\text{s}$ (сплошные кривые 1, 2) и профили двух ПИ $|a_j(\xi)|$ (штриховые кривые) при одномодовом возбуждении системы; продолжительность импульсов $\tau_n = 20, 10 \text{ ns}$ (a, b), $a_{0j} = a_{s2} = \varphi_{01}/2$; $H = 2.6 \text{ kOe}$, $q = 5 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$.

время заметного изменения которых значительно меньше периода колебаний профилей $|\varphi_n(\xi)|$. Профили построены для различных продолжительности импульсов $\tau_1 = 20, 10 \text{ ns}$ (a, b), амплитуд, отвечающих солитонным решениям ($a_{0j} = a_{s2}$), эффективного поля $H = 2.6 \text{ kOe}$ и коэффициента связи $q = 5 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$. Видно, что колебания в боковых областях профилей огибающих МСВ имеют характер „пульсаций“ или стоячих волн. Амплитуда центральной области импульса также испытывает колебания с тем же временным периодом; сужение импульса (обусловленное или уменьшением его продолжительности, или увеличением амплитуды) приводит к уменьшению амплитуды колебаний центральной области. Так, для случая (a) амплитуда центрального импульса за период изменяется более чем на четверть, а в случае (b) она остается почти неизменной, повторяющей профиль второго ПИ. Из приведенных на рис. 4 и 5 зависимостей также следует, что при распространении вводимого в первый слой импульса его энергия достаточно быстро распределяется в равных отношениях между двумя волноводными каналами, т.е. во втором слое огибающая $|\varphi_2|$ оказывается близкой огибающей в первом слое $|\varphi_1|$, но их колебания совершаются в противофазе.

5. Заключение

Проведенный анализ показал, что зависимость дисперсионных свойств двухслойной структуры от межмодовой связи и величины эффективного магнитного поля дает дополнительную возможность управления импульсными режимами распространения МСВ. В зависимости от типа начального возбуждения структуры возможны различные импульсные режимы. Так, в случае антисимметричного возбуждения вводимые импульсы быстро расплываются, приобретая отрицательную кривизну профиля. В случае симметричного возбуждения реализуются солитонные и квазисолитонные режимы, причем наиболее эффективное управление импульсными режимами осуществляется при начальных амплитудах вводимых импульсов, меньших, чем амплитуда солитонного решения. В случае одномодового (двухпарциального) режима возбуждения в каждом из волноводных слоев формируются импульсы, центральная часть которых испытывает колебания, усиливающиеся при расширении исходных возбуждаемых импульсов, а боковые области имеют пульсации в виде стоячих волн. Указанные колебания имеют период π/q и совершаются в соответствующих волноводных слоях в противофазе. Выявленные особенности импульсной динамики в условиях сильной межмодовой связи справедливы для широкого класса двухволновых систем, описываемых нелинейными уравнениями Шредингера.

Список литературы

- [1] Г. Агравал. Нелинейная волоконная оптика. Мир, М. (1996). 323 с.
- [2] А.К. Звездин, А.Ф. Попков. ЖЭТФ **84**, 2, 606 (1983).
- [3] А.В. Васьковский, В.С. Стальмахов, Ю.П. Шараевский. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Изд-во Саратовского ун-та, Саратов (1993). 416 с.
- [4] Б.А. Калинин, Н.Г. Ковшиков, А.Н. Славин. Письма в ЖЭТФ **38**, 7, 343 (1983).
- [5] M. Chen, M.A. Tsankov, J.M. Nash, C.E. Patton. Phys. Rev. B **49**, 18, 12 773 (1994).
- [6] J.M. Nash, C.E. Patton, P. Kabos. Phys. Rev. B **51**, 21, 15 079 (1995).
- [7] А.В. Кокин, С.А. Никитов. ФТТ **43**, 5, 851 (2001).
- [8] R.E. Camley, T.S. Rahman, D.L. Mills. Phys. Rev. B **27**, 1, 261 (1983).
- [9] С.Л. Высоцкий, Г.Т. Казаков, А.В. Маряхин и др. Письма в ЖЭТФ **61**, 8, 673 (1995).
- [10] А.М. Шутый, Д.И. Семенцов. Письма в ЖЭТФ **78**, 8, 952 (2003).
- [11] С.В. Тарасенко. ФТТ **36**, 9, 2554 (1994).
- [12] H. Puzkarski. Surf. Sci. Rep. **20**, 2, 45 (1994).
- [13] С.Л. Высоцкий, Г.Т. Казаков, М.Л. Кац, Ю.А. Филимонов. ФТТ **35**, 5, 1191 (1993).
- [14] А.М. Шутый, Д.И. Семенцов. ЖЭТФ **127**, 6, в печати (2005).
- [15] И.О. Золотовский, Д.И. Семенцов. ЖТФ **73**, 9, 84 (2003).
- [16] В.В. Шагаев. ФТТ **40**, 11, 2089 (1998).
- [17] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука, М. (1994). 464 с.