

УДК 535 681.7.068/.069

И.О. Золотовский, В.А. Лапин, Д.И. Семенов

Научно-исследовательский технологический институт им. С.П. Капицы
Ульяновского государственного университета, Ульяновск, Россия

МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В НЕОДНОРОДНОМ НЕЛИНЕЙНОМ ВОЛОКНЕ

Исследуются условия образования и эффективного усиления частотно-модулированных солитоноподобных волновых пакетов в неоднородных по длине активных световодах. Рассмотрена возможность формирования последовательности пико- и субпикосекундных импульсов из квазинепрерывного излучения в активных и пассивных световодах с изменяющейся по длине дисперсией групповых скоростей. На основе численного анализа исследовано поведение волнового пакета в развитой фазе модуляционной неустойчивости при изменении параметров неоднородности световода.

Ключевые слова: ультракороткие оптические импульсы, керровская нелинейность, субпикосекундные импульсы, модуляционная неустойчивость, волновые пакеты, нелинейные волокна, неоднородные волокна, генерация оптических импульсов.

I.O. Zolotovskii, V.A. Lapin, D.I. Sementsov

S.P. Kapitsa Technological Research Institute
of Ulyanovsk State University, Ulyanovsk, Russian Federation

MODULATION INSTABILITY OF WAVE PACKETS PROPAGATING IN AN INHOMOGENEOUS NONLINEAR FIBER

The conditions for the formation and effective amplification of frequency-modulated soliton-like wave packets in non-uniform active fibers along the length are investigated in this work. The possibility of forming a sequence of pico- and subpicosecond pulses from quasicontinuous waves in active and passive fibers with a variance of group velocities varying along the length is considered. On the basis of numerical analysis, the behavior of the wave packet in the developed phase of the modulation instability is studied when the parameters of the fiber inhomogeneity change.

Keywords: ultra short optical pulses, Kerr nonlinearity, sub-picosecond pulses, modulation instability, wave packets, nonlinear fibers, inhomogeneous fibers, generation of optical pulses.

Введение

Вопросам динамики оптических солитонов неизменно уделяется огромное внимание на протяжении последних 30 лет [1–5]. Одной из важнейших в солитонной проблематике является задача об оптимальном усилении солитонных импульсов, при котором сохраняются их форма и характер упругого взаимодействия. Известно, что в нелинейном активном световоде с постоянными по длине параметрами невозможен режим некогерентного усиления солитона. Как только энергия солитона возрастает приблизительно в e раз, независимо от способа его усиления, возникают значительные искажения его формы и спектра, связанные с ростом несолитонной составляющей импульса. В результате нелинейный волновой пакет (ВП) перестает быть структурно-устойчивым образованием и, как следствие, утрачивает свои солитонные свойства. Подобный динамический сценарий усиления солитонов долгое время представлялся единственно возможным. Однако в работах [6, 7] была обнаружена возможность усиления оптического солитона как единого целого при условии, что фаза солитоноподобного импульса на входе в световод является параболической функцией времени, а инкремент усиления является гиперболической функцией расстояния. Взаимодействие таких частотно-модулированных (ЧМ) импульсов становится полностью упругим при самосогласовании их фаз и коэффициента усиления среды.

Одним из основных препятствий на пути экспериментальной реализации предложенного сценария «идеального» усиления сохраняющих свою форму волновых пакетов является необходимость создания соответствующей неоднородности инкремента усиления световода. В работах [8, 9] показано, что решением данной проблемы может стать использование световодов не только с гиперболическим по длине профилем усиления, но практически с любой зависимостью инкремента усиления от продольной координаты, если при этом профиль дисперсии групповых скоростей (ДГС) вдоль световода сформирован соответствующим образом. Представляется, что в настоящее время наиболее перспективными с этой точки зрения являются световоды с плавно уменьшающейся по модулю вдоль световода аномальной ДГС и с W -профилем показателя преломления в поперечном сечении. В таких световодах удастся создавать необходимое по длине распределение ДГС при сверхмалых значениях дисперсионного параметра третье-

го порядка. Формирование необходимого профиля дисперсии в указанных световодах достигается, как правило, за счет управляемого изменения их поперечных размеров. Используемая в настоящее время технология вытяжки позволяет контролируемо достигать существенного изменения дисперсии даже при небольшом перепаде диаметра световода на всей его длине (как правило, это не более 3 мкм при среднем диаметре около 100 мкм) [10].

В настоящей работе исследуется возможность генерации последовательности коротких частотно-модулированных лазерных импульсов за счет развития режима модуляционной неустойчивости (МН). Показано, что в световодах с уменьшающейся дисперсией групповых скоростей возможно формирование последовательностей пико- и субпикосекундных лазерных импульсов с терагерцевой частотой повторения – непосредственно из квазинепрерывной волны.

1. Основные уравнения и соотношения

Рассмотрим динамику оптического ВП, распространяющегося в неоднородном усиливающем световоде. Поле в этом случае представим в виде

$$\mathbf{E}(t, r, z) = \frac{\mathbf{e}}{2} U(r, z) \left\{ A(t, z) \exp \left[i \left(\omega_0 t - \int_0^z \beta'(\xi) d\xi \right) \right] + K.C. \right\}, \quad (1)$$

где \mathbf{e} – орт поляризации; $U(r, z)$ – радиальное распределение поля в световоде; ω_0 – несущая частота ВП; β' – действительная часть комплексной константы распространения. Для временной огибающей $A(t, z)$ справедливо нелинейное уравнение Шредингера [1, 2] с зависящими от продольной координаты коэффициентами:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i \frac{D(z)}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + i R(z) |A|^2 A = \gamma(z) A. \quad (2)$$

Здесь введены следующие параметры: время в бегущей системе координат $\tau = t - \int_0^z d\xi / u(\xi)$, групповая скорость ВП $u(z) = (\partial \beta'(z) / \partial \omega)_0^{-1}$, ДГС $D(z) = (\partial^2 \beta'(z) / \partial \omega^2)_0$, коэффициент керровской нелинейности $R(z)$ и эффективный инкремент усиления, который определяется выражением

$$\gamma(z) = g(z) - (\partial S_m / \partial z) / 2S_m, \quad (3)$$

где $g(z)$ – инкремент усиления материала световода. Второе слагаемое в формуле (3) определяет вклад, связанный с возможным изменением эффективной площади моды:

$$S_m(z) = 2\pi \int_0^\infty |U(r, z)|^2 r dr, \quad (4)$$

где $U(r, z)$ – профильная модовая функция рассматриваемого световода.

Материальные параметры световода связаны с эффективными поперечными размерами моды в нем. Так, для световода с радиальной симметрией материальный инкремент усиления определяется выражением

$$g(z) = 2\pi k_0 S_m^{-1}(z) \int_0^\infty n''(r, z) |U(r, z)|^2 r dr, \quad (5)$$

где $k_0 = \omega_0/c$, c – скорость света в вакууме; n'' – мнимая часть показателя преломления материала световода. Укажем, что с материальным инкрементом усиления связана энергия распространяющегося по световоду импульса

$$W(z) = W_0 \exp\left(2 \int_0^z g(\xi) d\xi\right), \quad (6)$$

где W_0 – энергия вводимого в световод импульса.

Параметр нелинейности в общем случае определяется выражением

$$R(z) = 2\pi k_0 S_m^{-2}(z) \int_0^\infty \tilde{n}(r, z) |U(r, z)|^4 r dr, \quad (7)$$

где \tilde{n} – нелинейный показатель преломления материала световода. Если линейный и нелинейный показатели преломления n' и \tilde{n} , а также профильная функция U не зависят от координаты z , то параметры g и R также не зависят от этой переменной и отвечают однородному по длине световоду.

2. Усиление ЧМ солитоноподобных импульсов

Частный случай неоднородности. Известно, что для импульсов секанс-гиперболической формы, распространяющихся в световоде с постоянными по длине аномальной ДГС и нелинейностью, но изменяющимся инкрементом усиления материала световода по закону

$$g(z) = g_0 / (1 - 2g_0 z), \quad (8)$$

можно получить решения уравнения (2) солитонного типа [3, 9]. Так, при $DR < 0$ имеет место следующее решение в виде ВП, усиливаемого при $2g_0 z < 1$:

$$A(\tau, z) = \frac{A_0}{1 - 2g_0 z} \operatorname{sech}\left(\frac{\tau}{\tau_s}\right) \exp\left(i \frac{\alpha_0 \tau^2 - \Gamma z}{1 - 2g_0 z}\right), \quad (9)$$

где τ_s – длительность ВП, $\tau_s = \tau_0 (1 - 2g_0 z)$; $\Gamma = g_0 / 2\alpha_0 \tau_0^2$. Между параметрами, входящими в выражение (9), предполагается выполнение соотношений $2\Gamma = |D|/\tau_0^2 = R|A_0|^2$. Нелинейные ВП типа (9), получившие в литературе название «светлых» ЧМ солитонов, обладают важным для практического применения свойством упругого взаимодействия [1–3].

Общий случай. Пусть теперь параметры дисперсии и нелинейности являются функциями координаты z , которые для удобства дальнейшего анализа представим в виде $D(z) = D_0 d(z)$ и $R(z) = R_0 r(z)$, где под D_0 и R_0 будем понимать значения соответствующих параметров на входе в световод. Далее вводим переменную $\eta(z) = \int_0^z d(\xi) d\xi$ и огибающую импульса $C(\tau, z) = \sqrt{r(z)/d(z)} A(\tau, z)$. В результате указанных преобразований от уравнения (2) приходим к уравнению

$$\frac{\partial C}{\partial \eta} - i \frac{D_0}{2} \frac{\partial^2 C}{\partial \tau^2} + i R_0 |C|^2 C = \gamma_{ef}(\eta) C. \quad (10)$$

Таким образом, задача о нелинейном распространении импульса по световоду с неоднородными по длине материальными параметрами сводится к задаче о распространении импульса по световоду с однородными дисперсией D_0 и нелинейностью R_0 , но неоднородным эффективным усилением $\gamma_{ef}(\eta)$:

$$\gamma_{ef}(\eta) = \frac{g(\eta)}{d(\eta)} - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \eta} \ln \frac{\tilde{S}_m(\eta) d(\eta)}{r(\eta)}, \quad (11)$$

где \tilde{S}_m – нормированная эффективная площадь моды, $\tilde{S}_m = S_m(\eta)/S_m(0)$.

Как и уравнение (2), уравнение (10) допускает решение в виде усиливаемого ЧМ солитона в том случае, если $D(\eta)R(\eta) < 0$ и эффективный инкремент усиления (11) представлен зависимостью $\gamma_{ef}(\eta) = q/(1-2q\eta)$, где параметр $q = \gamma_{ef}(0)$. В этом случае решение уравнения (10) запишется в виде

$$C(\tau, \eta) = \frac{C_0}{1-2q\eta} \operatorname{sech} \frac{\tau}{\tau_s} \exp \left(i \frac{\alpha_0 \tau^2 - \Gamma_0 \eta}{1-2q\eta} \right), \quad (12)$$

где $\tau_s = \tau_0(1-2q\eta)$, $\Gamma_0 = q/2\alpha_0\tau_0^2$, а входящие в это уравнение параметры должны удовлетворять соотношениям $2\Gamma_0 = |D_0|/\tau_0^2 = R_0|A_0|^2$ и $q = \alpha_0|D_0|$. Энергия образования солитоноподобного ВП дается величиной $W_s = \tau_0|A_0|^2 = |D_0|/R_0\tau_0$.

Условие существования ЧМ солитона (9) в неоднородном световоде с аномальной ДГС можно записать в виде

$$\gamma_{ef}(z) = -\frac{\alpha_0 D_0}{1+2\alpha_0 D_0 \eta} = \frac{q}{1-2q\eta}. \quad (13)$$

С учетом (11) соотношение (13) для эффективного усиления принимает вид

$$\left(1 + 2\alpha_0 \int_0^z D(\xi) d\xi \right) \exp \left(2 \int_0^z g(\xi) d\xi \right) = \frac{D(z) S_m(z) R_0}{D_0 S_m(0) R(z)}. \quad (14)$$

При этом профиль ДГС, необходимый для образования ЧМ солитоноподобного импульса, определяется соотношением

$$D(z) = D_0 f(z) \exp \left(-2q \int_0^z f(\xi) d\xi \right), \quad (15)$$

где введены параметры $f(z) = F(z) \exp \left(2 \int_0^z g(\xi) d\xi \right)$ и $F(z) = R(z)S_m(0)/R_0S_m(z)$.

В простейшем случае $g(z) = 0$ и $F(z) = 1$, справедливым для пассивных световодов W -типа, для профиля дисперсии должно выполняться условие

$$D(z) = D_0 \exp(-2qz),$$

где $D_0 < 0$, а $\alpha_0 > 0$ соответственно. В этом случае в среде с аномальной дисперсией точное решение для длительности секанс-гиперболического солитоноподобного импульса имеет вид

$$\tau_s(z) = \frac{\tau_0}{F(z)} \frac{D(z)}{D_0} \exp\left(-2 \int_0^z g(\xi) d\xi\right) = \tau_0 \exp\left(-2q \int_0^z f(\xi) d\xi\right). \quad (16)$$

Кроме того, для ЧМ солитона секанс-гиперболической формы можно считать выполняющимся соотношением $\tau_s(z)\alpha(z) = \text{const} = \tau_{s0}\alpha_0$, из которого легко получаем выражение для чирпа импульса

$$\alpha(z) = \alpha_0 \exp\left(2q \int_0^z f(\xi) d\xi\right). \quad (17)$$

С учетом соотношения (6) необходимый профиль дисперсии и длительность импульса могут быть записаны следующим образом:

$$D(z) = D_0 F(z) \frac{W(z)}{W_0} \exp\left(-\frac{2q}{W_0} \int_0^z F(\xi) W(\xi) d\xi\right), \quad (18)$$

$$\tau(z) = \tau(0) \exp\left(-\frac{2q}{W_0} \int_0^z F(\xi) W(\xi) d\xi\right).$$

В общем случае описания динамики субпикосекундного импульса в неоднородном световоде необходим также учет дисперсии третьего порядка, которая существенно влияет на форму импульса и может привести при указанных длительностях импульса к его распаду. При этом, даже если на входе в световод значение параметра D_3 (характеризующего влияние дисперсионных эффектов третьего порядка) мало, начиная с некоторой длины световода его влияние станет значительным. Таким образом, для усиления ЧМ солитона желательно выполнение по всей длине световода условия $|D_3(z)| < |D(z)|/\Delta\omega(z)$, где $\Delta\omega(z)$ – спектральная ширина волнового пакета. При уменьшении длительно-

сти импульса (увеличении ширины спектра) и уменьшении абсолютного значения ДГС вдоль световода условия усиления ЧМ солитона могут уже не выполняться.

Указанному условию могут удовлетворять световоды с поперечным W -профилем показателя преломления [11, 12]. В таких световодах удается создавать необходимое по длине распределение ДГС при сверхмалых значениях дисперсионного параметра третьего порядка. При этом эффективная площадь моды и коэффициент нелинейности могут считаться практически постоянными на всей длине световода, что позволяет с большой степенью точности считать введенную при записи выражения (15) функцию $F(z) = 1$. В качестве примера рассмотрим случай постоянного по длине материального инкремента усиления. Если $g(z) = g_0$, то функция $f(z) = \exp(2g_0z)$ и выражения для ДГС, необходимой для усиления ЧМ импульса, и его длительности принимают вид

$$D(z) = -|D_0| \exp \left[-\frac{\alpha_0 |D_0|}{g_0} (\exp(2g_0z) - 1) + 2g_0z \right], \quad (19)$$

$$\tau(z) = \tau_0 \exp \left[-\frac{\alpha_0 |D_0|}{g_0} (\exp(2g_0z) - 1) \right]. \quad (20)$$

Заметим, что возможность изготовления световодов с профилем ДГС типа (19) представляется вполне решаемой задачей. Так, изготовление неоднородных световодов с экспоненциальным дисперсионным профилем обсуждалось еще в работах [13, 14].

3. ЧМ солитоны в пассивном световоде

Заметим, что усиление ЧМ солитона субпикосекундной длительности технически сопряжено с целым рядом сложностей. Прежде всего это связано с влиянием модуляционной неустойчивостью (МН) и вынужденного комбинационного рассеяния, развитие которых может разрушить устойчивый волновой пакет, поэтому рассмотренные волноведущие системы целесообразно использовать не для усиления chirпованных импульсов, а для их сильной модуляции и временного сжатия до субпикосекундных длительностей. Для создания сильной ЧМ солитоподобного импульса имеет смысл использовать пассивный свето-

вод с минимально возможными потерями, для которого с хорошей степенью точности можно считать $g(z)=0$ по всей длине световода. В реальных пассивных световодах с W -профилем радиального распределения показателя преломления оптические потери составляют менее 0,5 дБ/км. Если для модуляции и временного сжатия волнового пакета использовать световод длиной менее 1 км, то с хорошей степенью точности можно считать $g(z)=0$. В этом случае выражения (21)–(23) с учетом равенства $F(z)=1$, характерного для световодов с W -профилем, значительно упрощаются:

$$D(z) = D_0 \exp(-2qz), \quad \tau_s = \tau_0 \exp(-2qz), \quad \alpha = \alpha_0 \exp(2qz), \quad (21)$$

где величину $q = \alpha_0 |D_0|$ можно считать параметром неоднородности. Из формул (21) следует, что в случае аномальной ДГС и положительного входного чирпа имеют место временное сжатие импульса и его дополнительная ЧМ. Так, при входных значениях $D_0 = -10^{-26} \text{ с}^2/\text{м}$ и $\alpha_0 = 10^{24} \text{ с}^{-2}$ длительность импульса можно уменьшить от входного значения $\tau_0 = 10^{-12} \text{ с}$ до длительности на выходе $\tau_s(L) \approx 10^{-13} \text{ с}$ при длине световода $L \approx 100 \text{ м}$. На этой длине величина ДГС в соответствии с формулами (21) может экспоненциально измениться практически на порядок.

Рассмотренные выше световоды могут быть использованы для получения импульсов с большой ЧМ и практически линейным изменением мгновенной частоты. При этом полученный на выходе из неоднородного световода ЧМ импульс можно дополнительно сжать, если осуществить последующую компрессию импульса в среде с нормальной эффективной дисперсией. Это может быть реализовано как на паре дифракционных решеток, так и в фотонно-кристаллическом световоде с малой керровской нелинейностью. В последнем случае систему можно сделать полностью волоконной.

4. Развитие МН и генерация ЧМ солитонов

Рассмотренные эффекты тесно связаны с характерным свойством нелинейных диспергирующих систем – МН, которую в общем случае можно определить как усиление одних спектральных компонент за счет других, что приводит в итоге к деформации волнового пакета.

В однородном световоде, аномальная ДГС которого лежит в области значений $-4RP_0/\Omega^2 < D < 0$, на начальной стадии развития МН по мере распространения ВП гармоническое возмущение экспоненциально нарастает с инкрементом [1–5]:

$$g = |\Omega| \sqrt{4RP_0 |D| - D^2 \Omega^2}, \quad (22)$$

где P_0 – мощность вводимого в световод излучения, $P_0 = |A_0|^2$; Ω – частота возмущения, $\Omega = \omega_0 - \omega_v$ (ω_v – частота сигнальной возмущающей волны или спонтанного шумового возмущения). Из выражения (22) следует, что спонтанная модуляция стационарного состояния возникает в области отстроек $|\Omega| < \Omega_c = \sqrt{4RP_0/|D|}$.

В случае неоднородного профиля дисперсии по длине световода инкремент усиления также является функцией продольной координаты $g(z)$. При этом усиление возмущения на длине световода L будет определяться выражением

$$G(\Omega) = \int_0^L g(z, \Omega) dz. \quad (23)$$

Частота, на которой усиление достигает максимума, равна

$$\Omega_m = \sqrt{\frac{2RP_0}{|D_0|} \cdot \frac{\exp(qL) - 1}{\text{sh}(qL)}}. \quad (24)$$

Анализ роста малых гармонических возмущений непрерывной волны в световоде с экспоненциально убывающей по модулю аномальной дисперсией показывает, что ширина полосы неустойчивых частот $\omega_m = \omega_0 + \Omega_c$ и частота максимального усиления $\omega_m = \omega_0 + \Omega_m$ экспоненциально возрастают по длине световода [15–18].

Из спектра непрерывной волны накачки с двумя начальными гармониками ω_0, ω_v , где ω_0 – несущая частота квазинепрерывного волнового пакета, а ω_v – частота возмущающего сигнала, происходит развитие временной последовательности импульсов. Далее приведены результаты анализа развития МН, проведенного на основе численного решения уравнения (2), определяющего динамику ВП в неоднородном световоде.

Будем считать, что вводимый в световод слабомодулированный ВП задается соотношением

$$A(0, \tau) = \sqrt{P_0} [1 + m \cos(\Omega_{\text{mod}} \tau)], \quad (25)$$

где m – глубина модуляции. На рис. 1 представлены результаты численного решения уравнения (2) методом пошаговых преобразований Фурье (SSFM-метод) [3], для чего были выбраны следующие значения параметров: $D_0 = -10^{-26} \text{ с}^2/\text{м}$, $P_0 = 1 \text{ Вт}$, $q = (0, 2, 4, 6) \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$. Глубина модуляции $m = 0,01$, а частота модуляции ВП выбрана равной частоте, на которой усиление слабого гармонического возмущения достигает максимума, т.е. $\Omega_{\text{mod}} = \Omega_m$. Из приведенных зависимостей видно, что начальная фаза развития МН, на которой растущее возмущение можно считать еще гармоническим, простирается на достаточно большую часть длины световода. При этом на длине существенно неоднородного световода, которую грубо можно оценить как $z_{cr} \geq 1/2q$, происходит формирование автономных ультракоротких импульсов с большой (относительно начального значения) пиковой амплитудой.

В случае однородного световода в фазе развитой МН процесс сжатия импульсов циклически сменяется процессом их уширения. Подобный процесс является периодическим, так как сформированные импульсы вновь схлопываются к начальному виду в непрерывную модулированную волну (см. рис. 1, а). В неоднородном световоде вследствие уменьшения модуля дисперсии по длине процессы генерации импульсной последовательности и ее распада уже не являются обратимыми (см. рис. 1, б, в). Из-за постоянного роста ширины спектра генерируемая последовательность импульсов уже не может вернуться к состоянию модулированной непрерывной волны. В результате длительность импульсов с некоторыми колебаниями постоянно сокращается. При этом амплитуда и период этих колебаний также уменьшаются. Увеличение параметра неоднородности приводит к более значительному временному сжатию импульсов. Однако при большом значении параметра неоднородности значение дисперсии убывает слишком быстро (см. рис. 1, з), в результате чего степень сжатия импульсов начинает снижаться. Таким образом, оптимальное для данных параметров значение неоднородности находится между значениями, соответствующими рис. 1, в, д. При этом в случае дальнейшего увеличения па-

раметра неоднородности дисперсия убывает слишком быстро, в результате чего распад модулированной волны на последовательность ультракоротких импульсов не успевает произойти.

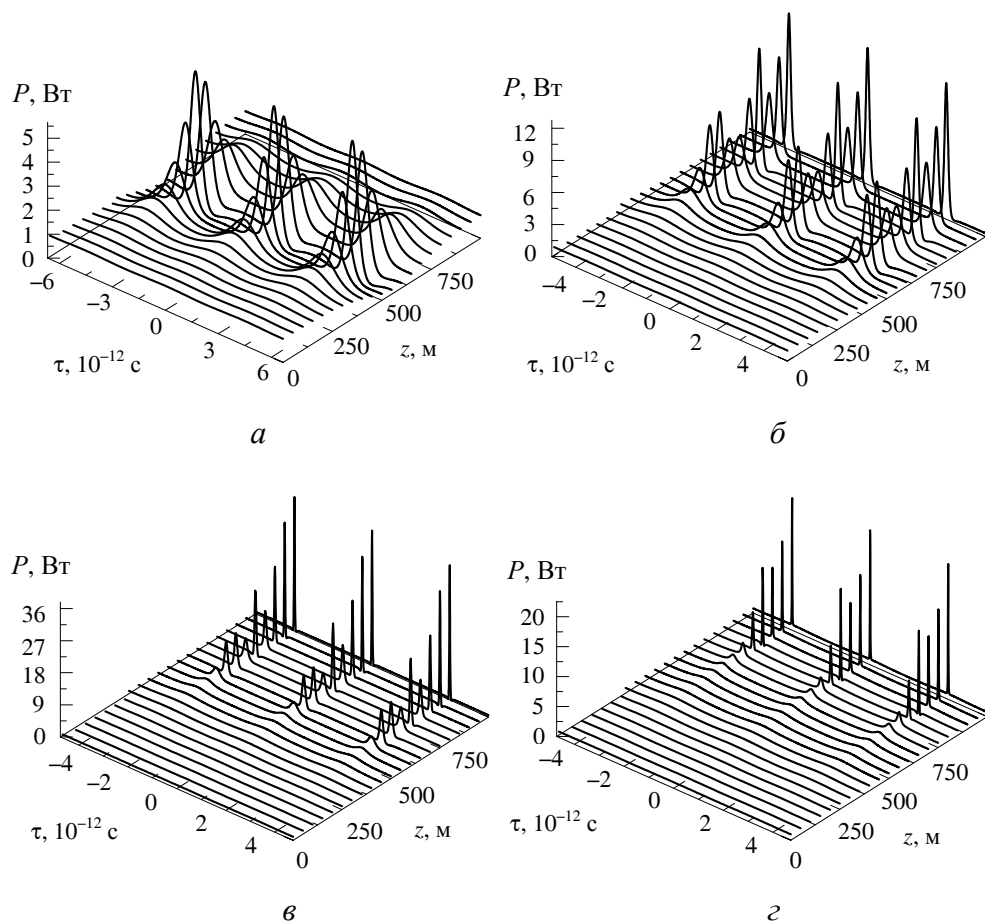


Рис. 1. Временные профили модулированной волны в неоднородном световоде, $D_0 = 10^{-26} \text{ с}^2/\text{м}$, $R = 10^{-2} \text{ Вт}^{-1}\text{м}^{-1}$, $P_0 = 1 \text{ Вт}$, $q = (0, 2, 4, 6) \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$

На рис. 2 приведены зависимости энергетического максимума временного профиля модулированной волны $P_{\max} = |A|_{\max}^2$ от длины световода, полученные при $D_0 = -10^{-26} \text{ с}^2/\text{м}$, $R = 10^{-2} \text{ Вт}^{-1}\text{м}^{-1}$, $P_0 = 1 \text{ Вт}$, $b = (0, 2, 4, 5, 6, 7) \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$ (кривые 1–6). Видно осциллирующее увеличение пиковой мощности генерируемых солитоноподобных импуль-

сов по длине световода, зависящее от скорости изменения ДГС в световоде, а также формирование у каждого отдельного импульса практически линейного chirpa.

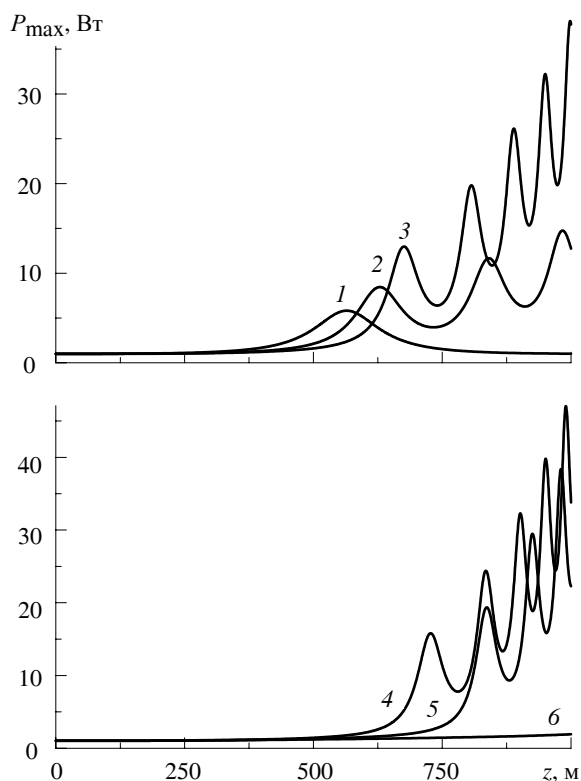


Рис. 2. Зависимости энергетического максимума временного модулированной волны от длины световода z при $b = (0, 2, 4, 5, 6, 7) \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$

На рис. 3 представлена временная зависимость фазы импульса для различных значений скорости изменения ДГС в световоде длиной $L = 1000$ м (остальные параметры те же, что и на предыдущих рисунках). Видно, что в неоднородном световоде генерируемые импульсы приобретают квадратичную и при этом положительную модуляцию фазы (максимально параболическую в центре генерируемого импульса), что и обеспечивает в конечном итоге достаточно устойчивое сжатие генерируемых ЧМ солитонов по длине световода. При этом возникающие осцилляции длительности объясняются неидеальной параболическостью фазы генерируемых импульсов.

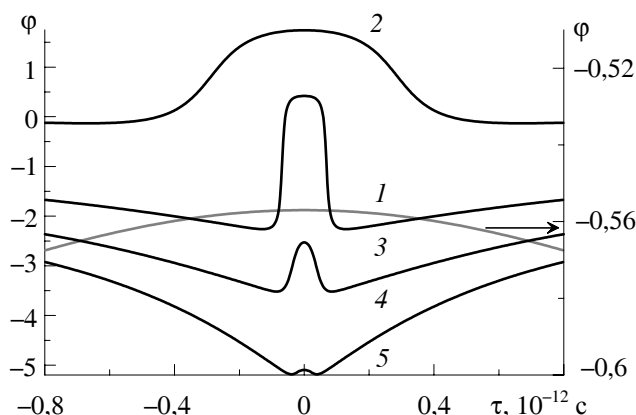


Рис. 3. Профили фазы модулированной волны при $D_0 = 10^{-26} \text{ с}^2/\text{м}$,
 $R = 10^{-2} \text{ Вт}^{-1}\text{м}^{-1}$, $P_0 = 1 \text{ Вт}$, $L = 1000 \text{ м}$, $b = (0, 2, 4, 5, 6) \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$

Заключение

Проведенный в работе анализ показывает, что в неоднородном по длине световоде с аномальной экспоненциально уменьшающейся по модулю ДГС динамика развития МН зависит от скорости изменения дисперсии по длине световода. При соответствующем выборе длины световода можно использовать явление индуцированной МН для генерации терагерцевых последовательностей пико- и субпикосекундных оптических импульсов, частотой повторения которых можно управлять. Как следует из представленных зависимостей, при выбранных достаточно реалистичных значениях всех параметров в неоднородных световодах с экспоненциально меняющейся дисперсией образуются последовательности пико- и субпикосекундных импульсов, движущихся с терагерцевой частотой повторения. Можно также сделать вывод, что импульсы, эволюционирующие только с помощью нелинейных эффектов, изначально не chirпованные или полученные в фазе развитой МН, при правильном подборе параметров световода с уменьшающейся по модулю дисперсией могут быть сжаты до длительностей не более 100 фс. При этом они будут обладать близкой к линейной высокой ЧМ. В этом случае можно говорить о формировании так называемых частотно-модулированных солитонов.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (в рамках проекта № 14.Z50.31.0015 и государственного задания) и Российского научного фонда (проект 16-42-02012).

Список литературы

1. Ахмедиев Н.Н., Анкевич А. Солитоны. Нелинейные импульсы и пучки. – М.: Физматлит, 2003. – 304 с.
2. Кившарь Ю.С., Агравал Г. П. Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристаллам. – М.: Физматлит, 2005. – 648 с.
3. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. – М.: Наука, 1988. – 310 с.
4. Золотовский И.О., Лапин В.А., Семенцов Д.И. Модуляционная неустойчивость волновых пакетов в интерферометре Жира–Турнуа // Оптика и спектр. – 2016. – Т. 121, № 1. – С. 104–111.
5. Золотовский И.О., Лапин В.А., Семенцов Д.И. Модуляционная неустойчивость импульсного излучения в световоде с бегущей волной показателя преломления // Оптика и спектр. – 2016. – Т. 121, № 2. – С. 277–284.
6. Серкин В.Н., Беляева Т.Л. Высокоэнергетичные оптические шредингеровские солитоны // Письма в ЖЭТФ. – 2001. – Т. 74, № 12. – С. 649–654.
7. Серкин В.Н., Беляева Т.Л. Оптимальное управление параметрами оптических солитонов. Ч. 1. Представление Лакса в проблеме солитонного менеджмента // Квант. электрон. – 2001. – Т. 31, № 11. – С. 1007–1015.
8. Korobko D.A., Okhotnikov O.G., Zolotovskii I.O. High-repetition-rate pulse generation and compression in dispersion decreasing fibers // J. Opt. Soc. Am. B. – 2013. – Vol. 30. – P. 2377–2386.
9. Динамика частотно-модулированных солитоноподобных импульсов в неоднородном по длине волоконном усилителе с аномальной дисперсией групповых скоростей / И.О. Золотовский, Д.А. Коробко, О.Г. Охотников, А.А. Сысолятин, А.А. Фотиади // Квант. электрон. – 2012. – Т. 42, № 9. – С. 828–833.
10. Новые одномодовые волоконные световоды с изменяющейся по длине плоской спектральной зависимостью хроматической дисперсии / У.Г. Ахметшин, В.А. Богатырев, А.К. Сенаторов, А.А. Сы-

солятин, М.Г. Шалыгин // Квант. электрон. – 2003. – Т. 33, № 3. – С. 265–267.

11. Sysolyatin A.A., Nolan D.A. Optical signal processing in dispersion varying fiber // J. Nonlinear Opt. Phys. & Mat. – 2007. – Vol. 16, № 4. – P. 171–184.

12. Эксперименты по генерации параболических импульсов в световодах с изменяющейся по длине нормальной хроматической дисперсией / А.Ю. Плоцкий, А.А. Сысолятин, А.И. Латкин, В.Ф. Хопин, П. Харпер, Дж. Харрисон, С.К. Турицын // Письма в ЖЭТФ. – 2007. – Т. 85, № 7. – С. 397–401.

13. Chernikov V., Mamyshev P.V. Femtosecond soliton propagation in fibers with slowly decreasing dispersion // J. Opt. Soc. Am. B. – 1991. – Vol. 8, № 8. – P. 1633–1641.

14. Serkin V.N., Hasegawa A., Belyaeva T.L. Comment on “Exact Self-Similar Solutions of the Generalized Nonlinear Schrödinger Equation with Distributed Coefficients” // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 92, № 19. – P. 199401.

15. Золотовский И.О., Семенцов Д.И. Формирование режима усиления квазисолитонных импульсов в световодах с продольной неоднородностью поперечного сечения // Оптика и спектр. – 2007. – Т. 102, № 4. – С. 594–598.

16. Nearly chirp- and pedestal-free pulse compression in nonlinear fiber Bragg gratings / Li Qian, K. Senthilnathan, K. Nakkeeran, P.K.A. Wai // J. Opt. Soc. Am. B. – 2009. – Vol. 26, № 3. – P. 432–443.

17. Динамика частотно-модулированных солитоноподобных импульсов в неоднородном по длине активном световоде / А.В. Жуков, И.О. Золотовский, О.Г. Охотников, Д.И. Семенцов, А.А. Сысолятин, И.О. Явтушенко // Оптика и спектр. – 2012. – Т. 113, № 1. – С. 77–82.

18. Волоконные ВКР-лазеры на световоде с высоким содержанием оксида германия в сердцевине / Е.М. Дианов, И.А. Буфетов, В.М. Машинский, А.В. Шубин, О.И. Медведков, А.Е. Ракитин, М.А. Мелькумов, В.Ф. Хопин, А.Н. Гурьянов // Квант. электрон. – 2005. – Т. 35, № 5. – С. 435–441.

References

1. Akhmediev N.N., Ankevich A. Solitony. Nelineynye impul'sy i puchki. M.: Fizmatlit, 2003. 304 s.

2. Kivshar' Yu.S., Agraval G. P. Opticheskie solitony. Ot volokonnykh svetovodov k fotonnym kristallam. M.: Fizmatlit, 2005. 648 с.

3. Akhmanov S.A., Vysloukh V.A., Chirkin A.S. Optika femtosekundnykh lazernykh impul'sov. M.: Nauka, 1988. 310 s.

4. Modulyatsionnaya neustoychivost' volnovykh paketov v interferometre Zhira-Turnua / I.O. Zolotovskiy, V.A. Lapin, D.I. Sementsov // Optika i spektr. 2016. T. 121. № 1. S. 104111.

5. Modulyatsionnaya neustoychivost' impul'snogo izlucheniya v svetovode s begushchey volnoy pokazatelya prelomleniya / I.O. Zolotovskiy, V.A. Lapin, D.I. Sementsov // Optika i spektr. 2016. T. 121. № 2. S. 277-284.

6. Vysokoenergetichnye opticheskie shredingerovskie solitony / V.N. Serkin, T.L. Belyaeva // Pis'ma v ZhETF. 2001. T. 74. № 12. S. 649654.

7. Optimal'noe upravlenie parametrami opticheskikh solitonov. Ch. 1. Predstavlenie Laksa v probleme solitonogo menedzhmenta / V.N. Serkin, T.L. Belyaeva // Kvant. elektron. 2001. T. 31. № 11. S. 1007-1015.

8. High-repetition-rate pulse generation and compression in dispersion decreasing fibers / D.A. Korobko, O.G. Okhotnikov and I.O. Zolotovskii // J. Opt. Soc. Am. B. 2013. V. 30. P. 2377-2386.

9. Dinamika chastotno-modulirovannykh solitonopodobnykh impul'sov v neodnorodnom po dline volokonnom usilitele s anomal'noy dispersiei gruppovykh skorostey / I.O. Zolotovskiy, D.A. Korobko, O.G. Okhotnikov, A.A. Sysolyatin, A.A. Fotiadi // Kvant. elektron. 2012. T. 42. № 9. S. 828-833.

10. Novye odnomodovye volokonnye svetovody s izmenyayushcheysya po dline ploskoy spektral'noy zavisimost'yu khromaticheskoy dispersii / U.G. Akhmetshin, V.A. Bogatyrev, A.K. Senatorov, A.A. Sysolyatin, M.G. Shalygin // Kvant. elektron. 2003. T. 33. № 3. S. 265-267.

11. Optical signal processing in dispersion varying fiber / A.A. Sysolyatin, D.A. Nolan // J. Nonlinear Opt. Phys. & Mat. 2007. V. 16. № 4. S. 171-184.

12. Eksperimenty po generatsii parabolicheskikh impul'sov v svetovodakh s izmenyayushcheysya po dline normal'noy khromaticheskoy dispersiei / A.Yu. Plotskiy, A.A. Sysolyatin, A.I. Latkin, V.F. Khopin, P. Kharper, Dzh. Kharrison, S.K. Turitsyn // Pis'ma v ZhETF. 2007. T. 85. № 7. S. 397-401.

13. Femtosecond soliton propagation in fibers with slowly decreasing dispersion / V. Chernikov and P.V. Mamyshev // J. Opt. Soc. Am. B. 1991. V. 8, № 8. P. 1633-1641.

14. Comment on “Exact Self-Similar Solutions of the Generalized Nonlinear Schrödinger Equation with Distributed Coefficients” / V.N. Serkin, A. Hasegawa and T.L. Belyaeva // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. № 19. P. 199401.

15. Formirovanie rezhima usileniya kvazisolitonnykh impul'sov v svetovodakh s prodol'noy neodnorodnost'yu poperechnogo secheniya / I.O. Zolotovskiy, D.I. Sementsov // Optika i spektr. 2007. T. 102. № 4. С. 594-598.

16. Nearly chirp- and pedestal-free pulse compression in nonlinear fiber Bragg gratings / Li Qian, K. Senthilnathan, K. Nakkeeran, and P.K.A. Wai // J. Opt. Soc. Am. B. 2009. V. 26. № 3. P. 432-443.

17. Dinamika chastotno-modulirovannykh solitonopodobnykh impul'sov v neodnorodnom po dline aktivnom svetovode / A.V. Zhukov, I.O. Zolotovskiy, O.G. Okhotnikov, D.I. Cementsov, A.A. Sysolyatin, I.O. Yavtushenko // Optika i spektr. 2012. T. 113. № 1. С. 77-82.

18. Volokonnye VKR-lazery na svetovode s vysokim sodержaniem oksida germaniya v serdtsevine / E.M. Dianov, I.A. Bufetov, V.M. Mashinskiy, A.V. Shubin, O.I. Medvedkov, A.E. Rakitin, M.A. Mel'kumov, V.F. Khopin, A.N. Gur'yanov // Kvant. elektron. 2005. T. 35. № 5. S. 435-441.

Получено 26.06.2017