

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

Исследуются условия образования и усиления частотно-модулированных солитоноподобных импульсов в неоднородных по длине активных световодах с аномальной дисперсией групповых скоростей. Определены необходимые для существования и усиления профили дисперсии групповых скоростей для активных световодов, установлены зависимости от пройденного по световоду расстояния длительности и чирпа импульса.

Ключевые слова: солитоноподобные импульсы, волоконный усилитель, аномальная дисперсия групповых скоростей.

1. Введение

Вопросам динамики оптических солитонов в последнее время уделяется повышенное внимание, что объясняется их фундаментальной значимостью и техническими возможностями использования при решении различных прикладных задач [1, 2]. Одной из важнейших видится задача об оптимальном усилении солитонных импульсов, при котором сохраняются их форма и характер упругого взаимодействия. Хорошо известно, что в режиме некогерентного усиления в нелинейной активной среде с постоянными по длине параметрами солитон не усиливается как единое целое. Как только энергия солитона возрастает приблизительно в e раз, независимо от способа усиления возникают значительные искажения его формы и спектра, связанные с ростом несолитонной составляющей импульса. В результате нелинейный волновой пакет перестает быть структурно-устойчивым образованием и, как следствие, утрачивает свои солитонные свойства. Подобный динамический сценарий усиления солитонов долгое время представлялся единственно возможным. Однако в [3–5] была обнаружена возможность усиления оптического солитона как единого целого при условии, что инкремент усиления является гиперболической функцией расстояния, а фаза солитоноподобного импульса на входе в световод – параболической функцией времени. Взаимодействие таких частотно-модулированных (ЧМ) импульсов становится полностью упругим при самосогласовании их фаз и коэффициента усиления среды.

И.О.Золотовский, Д.А.Коробко. Ульяновский государственный университет, Россия, 432700 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; e-mail: rafzol.14@mail.ru

О.Г.Охотников. Ульяновский государственный университет, Россия, 432700 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; адрес в настоящее время: ORC, Tampere University of Technology, Sähköala, K- and L-wings, Korkeakoulunkatu 3 (Hervanta), 33720 Tampere, Finland

А.А.Сысолятин. Научный центр волоконной оптики РАН, Россия, 119333 Москва, ул. Вавилова, 38

А.А.Фотиади. Ульяновский государственный университет, Россия, 432700 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; адрес в настоящее время: University of Mons, B7000 Mons, Belgium

Поступила в редакцию 27 июля 2012 г.

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. Решением данной проблемы может стать использование неоднородных по длине световодов не только с гиперболическим профилем усиления, но с практически любой другой его зависимостью от координаты, если профиль дисперсии групповых скоростей (ДГС) вдоль световода подобран соответствующим образом. В связи с этим в настоящей работе исследуется возможность получения и усиления субпикосекундного ЧМ солитона в световоде с изменяющимися по длине материальными параметрами и установление функциональной связи между этими параметрами. Наиболее перспективными для получения и усиления солитоноподобных импульсов с сильной частотной модуляцией могут быть световоды с плавно уменьшающейся по модулю вдоль световода аномальной дисперсией и с W -профилем изменения показателя преломления в поперечном сечении. Формирование заданного профиля дисперсии в указанных световодах достигается за счет управляемого изменения его поперечных размеров [6–8].

2. Модель усиления

Волоконные световоды, легированные ионами эрбия, являются одним из самых распространенных типов активных волоконных световодов, что обусловлено их широким применением в волоконных усилителях для систем оптической связи. Принцип действия волоконно-оптического усилителя, как и любого другого квантового усилителя, заключается в том, что если под действием накачки в активной среде создается инверсия населенности, то действие слабого резонансного электромагнитного поля приводит к индуцированным переходам с верхнего метастабильного уровня в основное состояние и к усилению данного поля. Для ионов эрбия переход электрона с метастабильного уровня $^4I_{13/2}$ в основное состояние $^4I_{15/2}$ соответствует диапазону длин волн 1.53–1.6 мкм. Инверсная населенность в такой трехуровневой среде достигается за счет большого времени жизни на метастабильном уровне (10–12 мс), при этом время релаксации с уровнями, соот-

ответствующих уровням накачки, на метастабильный уровень составляет единицы микросекунд. Эрбиевый волоконный усилитель работает по трехуровневой схеме при использовании накачки на 0.98 мкм и по квазитрехуровневой – при использовании накачки на 1.48 мкм непосредственно в полосу, соответствующую метастабильному уровню; при этом достигается наиболее высокая эффективность. Возможность накачки в область 1.48 мкм обусловлена значительным штарковским расщеплением в кварцевом стекле.

Предположив для простоты, что распределение легирующей добавки и поля по сечению сердцевины световода является однородным, усиление в рассматриваемой схеме можно описать следующим образом [9]:

$$\frac{dN_2}{dt} = K_p(N - N_2) - K_s[(1 + b)N_2 - bN] - \frac{N_2}{\tau_{21}},$$

$$2\gamma = \eta_s \sigma_s [(1 + b)N_2 - bN], \tag{1}$$

Здесь N_2 и N – населенность метастабильного уровня и общая концентрация ионов эрбия соответственно; τ_{21} – время жизни на метастабильном уровне; $b = \sigma_p/\sigma_s$ – отношение сечения поглощения накачки σ_p к сечению эмиссии σ_s на длине волны усиливаемого сигнала; параметр $\gamma(z)$ имеет смысл локального инкремента усиления; η_s – доля усиливаемого сигнала в сердцевине; K_p и K_s – скорости переходов на длинах волн накачки и сигнала соответственно.

В стационарном состоянии населенность метастабильного уровня можно считать постоянной во времени, т.е. $dN_2(z)/dt = 0$, в результате чего

$$N_2 = \frac{N(K_p + bK_s)}{K_p + (1 + b)K_s + 1/\tau_{21}}. \tag{2}$$

Подставляя это выражение во второе уравнение системы (1), находим выражение для инкремента усиления:

$$\gamma = \frac{1}{2} \frac{\sigma_s \eta_s N (K_p - b/\tau_{21})}{K_p + (1 + b)K_s + 1/\tau_{21}}. \tag{3}$$

Запишем теперь уравнения, определяющие трансформацию вдоль световода интенсивностей волны накачки I_p и усиленной сигнальной волны I_s в случае попутной накачки:

$$\frac{dI_p}{dz} = -I_p \sigma_p (N - N_2), \tag{4}$$

$$\frac{dI_s}{dz} = 2\gamma I_s.$$

При решении уравнений (4) необходимо учесть, что для K_p и K_s справедливы соотношения [10]

$$K_p(z) = \frac{\sigma_p \eta_p I_p(z)}{h\nu_p}, \tag{5}$$

$$K_s(z) = \frac{\sigma_s \eta_s [I_s(z) + I_f(z)]}{h\nu_s},$$

где I_f – интенсивность спонтанной люминесценции; η_p – доля мощности накачки в сердцевине. Если источник (например, эрбиевый волоконный лазер) обеспечивает генерацию пикосекундных импульсов с частотой следования ν , то средняя интенсивность последовательности сигналов может быть оценена как $I_s(z) = \nu W_s(z)$, где $W_s(z)$ –

энергия отдельного сигнального импульса на длине z световода-усилителя.

Полагая концентрацию ионов по длине световода постоянной, можно показать, что суммарная скорость вынужденных переходов не меняется вдоль световода, что аналогично сохранению числа фотонов при рамановском рассеянии [11]:

$$K_p(z) + (1 + b)K_s(z) = K_0. \tag{6}$$

Учитывая (6), запишем уравнение для интенсивности накачки в виде

$$\frac{dI_p}{dz} = \frac{-\eta_p \sigma_p^2 N (I_0 - I_p) I_p}{(K_0 + 1/\tau_{21})(1 + b)h\nu_p},$$

где

$$I_0 = \frac{[K_0 + (1 + b)/\tau_{21}]h\nu_p}{\eta_p \sigma_p}.$$

Интегрируя уравнение для интенсивности накачки, с учетом начальных условий получаем

$$K_p = \frac{K_{p0} - (1 + b)/\tau_{21}}{(I_0/I_{p0} - 1)\exp(\vartheta z) + 1}, \tag{7}$$

где

$$\vartheta = N \frac{K_0 + (1 + b)/\tau_{21}}{K_0 + 1/\tau_{21}} \frac{\sigma_p}{1 + b}; \tag{8}$$

I_{p0} – интенсивность накачки при $z = 0$; $K_{p0} = \sigma_p \eta_p I_{p0}/(h\nu_p)$. Данное решение позволяет записать уравнение для интенсивности сигнала

$$\frac{dI_s}{dz} = I_s \frac{\eta_s \sigma_s N (K_p - b/\tau_{21})}{K_0 + 1/\tau_{21}},$$

решив которое, получим

$$\ln \frac{I_s}{I_{s0}} = \frac{\eta_s \sigma_s (1 + b)}{\sigma_p} \ln \frac{I_0/I_{p0}}{(I_0/I_{p0} - 1) + \exp(-\vartheta z)} - \frac{N \eta_s \sigma_s b}{K_0 \tau_{23} + 1} z.$$

Здесь I_{s0} – начальная интенсивность сигнала. Таким образом, введя эффективный инкремент усиления, равный отношению увеличению энергии сигнального импульса на длине z ,

$$G_{\text{eff}}(z) = \frac{W_s(z)}{W_0} = \exp\left(2 \int_0^z \gamma(\xi) d\xi\right), \tag{9}$$

можно представить его в виде

$$G_{\text{eff}}(z) = \left[\frac{I_0/I_{p0}}{(I_0/I_{p0} - 1) + \exp(-\vartheta z)} \right]^\beta \exp\left[-\frac{\eta_s \sigma_s N}{(K_0 + 1/\tau_{21})\tau_{21}} \frac{bz}{\tau_{21}} \right],$$

$$\tag{10}$$

где

$$\beta = \frac{\eta_s \sigma_s (1 + b)}{\sigma_p}.$$

Данное соотношение получено с учетом спонтанной люминесценции, приводящей к экспоненциальному затуханию сигнала. Ее влиянием можно пренебречь, положив

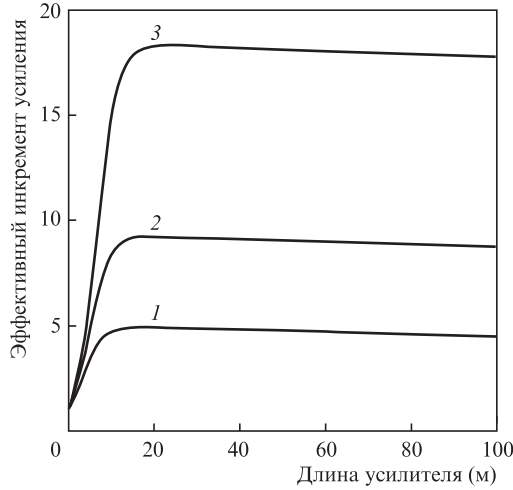


Рис.1. Зависимости относительной интенсивности сигнала G_{eff} от длины усилителя при начальных уровнях накачки $I_{p0} = 2.5 \times 10^{10}$ (1), 5×10^{10} (2) и 10^{11} Вт/м² (3). Параметры усилителя см. в тексте.

$\tau_{21} \rightarrow \infty$, при этом в случае мощной накачки ($I_{p0} \gg I_{s0}$) в начальной фазе усиления для $z \ll \vartheta^{-1} \ln(I_0/I_{p0} - 1)$ мы можем пренебречь также деградацией накачки и получить известное выражение для относительного усиления энергии импульса:

$$G_{\text{eff}}(z) = \exp(N\eta_s \sigma_s z).$$

Однако для ЧМ солитоноподобных импульсов, распространяющихся в волоконных усилителях с аномальной дисперсией, использование мощной накачки связано с нежелательным влиянием модуляционной неустойчивости и вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР), способным разрушить устойчивый волновой пакет. По этим же причинам энергия рассматриваемых ЧМ солитоноподобных сигналов не превышает нескольких пикоджоулей, что также не позволяет пренебречь интенсивностью спонтанной люминесценции. Поэтому в данном случае необходимо использовать полученное выражение (10).

На рис.1 показаны зависимости $G_{\text{eff}}(z)$ для усилителя, характеризующегося следующими параметрами: $N = 5 \times 10^{24}$ м⁻³, $\tau_{21} = 10^{-2}$ с, $\eta_s = 0.9$, $\eta_p = 0.8$, $\sigma_s = 10^{-25}$ м², $\sigma_p = 1.5 \times 10^{-25}$ м², $\nu_p = 2.03 \times 10^{14}$ Гц, $\nu_s = 1.96 \times 10^{14}$ Гц. Эти параметры будут использованы нами и далее. Начальная интенсивность сигнала $I_{s0} = 5 \times 10^9$ Вт/м², что для импульсов длительностью несколько пикосекунд соответствует энергиям порядка пикоджоуля. Зависимости приведены для начальных значений интенсивности накачки $I_{p0} = (2.5, 5 \text{ и } 10) \times 10^{10}$ Вт/м².

3. Динамика солитоноподобного импульса в неоднородном усилителе

Рассмотрим динамику оптического волнового пакета, распространяющегося в неоднородном усиливающем световоде. Для временной огибающей волнового пакета $A(t, z)$ справедливо нелинейное уравнение Шредингера [1, 2] с зависящими от координаты z коэффициентами:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i \frac{D(z)}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + iR(z)|A|^2 A = g(z)A. \quad (11)$$

Здесь

$$\tau = t - \int_0^z d\xi/u(\xi)$$

– время в бегущей системе координат; $u(z)$ – групповая скорость; $D(z)$ – дисперсия групповых скоростей; $R(z)$ – коэффициент керровской нелинейности. Эффективный инкремент усиления

$$g(z) = \gamma(z) - \frac{\partial S_m}{\partial z} \frac{1}{2S_m}, \quad (12)$$

где $\gamma(z)$ – инкремент усиления материала световода. Второе слагаемое в (12) определяет вклад, связанный с возможным изменением эффективной площади моды

$$S_m(z) = 2\pi \int_0^\infty |U(r, z)|^2 r dr, \quad (13)$$

где $U(r, z)$ – профильная модовая функция рассматриваемого световода. Параметры дисперсии и нелинейности 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. В этом случае, вводя новую переменную

$$\eta(z) = \int_0^z d(\xi) d\xi$$

и огибающую импульса

$$C(\tau, z) = \sqrt{r(z)/d(z)} A(\tau, z),$$

от уравнения (11) приходим к уравнению с постоянными параметрами ДГС и нелинейности, но с неоднородным эффективным усилением:

$$\frac{\partial C}{\partial \eta} - i \frac{D_0}{2} \frac{\partial^2 C}{\partial \tau^2} + iR_0 |C|^2 C = g_{\text{eff}}(\eta) C. \quad (14)$$

Здесь

$$g_{\text{eff}}(\eta) = \frac{\gamma(\eta)}{d(\eta)} - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \eta} \ln \frac{\tilde{S}_m(\eta) d(\eta)}{r(\eta)} \quad (15)$$

– неоднородный (по отношению к новой продольной координате η) эффективный инкремент усиления; $\tilde{S}_m = S_m(\eta)/S(0)$ – нормированная эффективная площадь моды. В результате указанных преобразований 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 $g_{\text{eff}}(\eta)$.

Уравнение (14) допускает решение в виде ЧМ усиливаемого солитона в том случае, если $D(\eta)R(\eta) < 0$ и эффективный инкремент усиления (15) представлен зависимостью $g_{\text{eff}}(\eta) = Q/(1 - 2Q\eta)$, где параметр $Q = g_{\text{eff}}(0)$. В этом случае решение уравнения (14) запишется в следующем виде:

$$C(\tau, \eta) = \frac{C_0}{1 - 2Q\eta} \operatorname{sech} \frac{\tau}{\tau_s} \exp\left(i \frac{\alpha_0 \tau^2 - \Gamma_0 \eta}{1 - 2Q\eta}\right), \quad (16)$$

где длительность солитона $\tau_s = \tau_0(1 - 2Q\eta)$, а входящие в это уравнение параметры должны удовлетворять соотношениям $2\Gamma_0 = |D_0|/\tau_0^2 = R_0|A_0|^2$, $\alpha_0 = Q/(2\Gamma_0\tau_0^2)$. При этом энергия образования солитоноподобного волнового пакета $W_s = \tau_0|A_0|^2 = |D_0|/(R_0\tau_0)$. Нелинейные волновые пакеты, описываемые соотношением (16), получили в литературе название «светлых» ЧМ солитонов и обладают важным для практических применений свойством упругого взаимодействия [1, 2].

Условие существования ЧМ солитона с учетом связи $Q = \alpha_0|D_0|$ в рассматриваемом случае неоднородности и аномальной ДГС может быть записано в виде

$$g_{\text{eff}}(z) = -\frac{\alpha_0 D_0}{1 + 2\alpha_0 \eta} = \frac{Q}{1 - 2Q\eta}. \quad (17)$$

С учетом выражения (15), для эффективного усиления соотношение (17) принимает вид

$$(1 + 2\alpha_0 \int_0^z D(\xi) d\xi) \exp\left(2 \int_0^z \gamma(\xi) d\xi\right) = \frac{D(z) S_m(z) R_0}{D_0 S_{m0} R(z)}. \quad (18)$$

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

$$D(z) = D_0 f(z) \exp\left(2\alpha_0 D_0 \int_0^z f(\xi) d\xi\right), \quad (19)$$

где $f(z) = F(z)G_{\text{eff}}(z)$ и $F(z) = R(z)S_m(0)/(R_0S_m(z))$. Тогда в случае выполнения условий существования ЧМ импульсов в среде с аномальной дисперсией точное решение для длительности секанс-гиперболического солитоноподобного импульса таково:

$$\begin{aligned} \tau_s(z) &= \frac{\tau_0}{F(z)} \frac{D(z)}{D_0} \exp\left(-2 \int_0^z \gamma(\xi) d\xi\right) \\ &= \tau_0 \exp\left(2\alpha_0 D_0 \int_0^z f(\xi) d\xi\right). \end{aligned} \quad (20)$$

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

$$\alpha(z) = \alpha_0 \exp\left(-2\alpha_0 D_0 \int_0^z f(\xi) d\xi\right). \quad (21)$$

Отметим, что в общем случае при изучении динамики субпикосекундного импульса в неоднородном световоде необходим также учет дисперсии третьего порядка (ДТП), которая существенно влияет на форму импульса и при указанных длительностях импульса может привести к его распаду. Для рассматриваемых световодов с аномальной и плавно уменьшающейся по модулю ДГС эффективный коэффициент ДТП увеличивается с расстоянием (в силу уменьшения параметра d). При этом, даже если на входе в световод значение параметра ДТП мало, начиная с некоторой длины световода его влияние станет значительным. Поэтому для усиления ЧМ солитона желательно выполнение по всей длине световода условия $|\beta_3(z)| < |D(z)|/\Delta\omega(z)$, где $\Delta\omega(z)$ – спектральная ширина волнового пакета.

Между тем, при уменьшении его длительности (т.е. увеличении ширины спектра) и уменьшении модуля ДГС вдоль световода, выполнение этого условия становится достаточно проблематичным. Указанному условию могут удовлетворять (как отмечалось выше) разработанные в настоящее время световоды с W-профилем показателя преломления в поперечном сечении [6–8]. В таких световодах удается создавать необходимое по длине распределение ДГС при сверхмалых значениях дисперсионного параметра третьего порядка. Используемая в настоящее время технология их вытяжки позволяет достигать существенного изменения дисперсии даже при небольшом перепаде диаметра световода на всей его длине (как правило, не более 3 мкм), что при среднем диаметре около 100 мкм составляет очень малую величину. В таких световодах 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 (19) функцию $F(z)$ равной единице. С учетом этого выражение для профиля дисперсии активного световода этого типа, необходимого для образования ЧМ солитона, может быть записано следующим образом:

$$D(z) = -|D_0| G_{\text{eff}}(z) \exp\left(-2\alpha_0 |D_0| \int_0^z G_{\text{eff}}(\xi) d\xi\right). \quad (22)$$

Соответственно для длительности солитоноподобного импульса в активном световоде W-типа и его чирпа получаем

$$\tau(z) = \tau_0 \exp\left(-2\alpha_0 |D_0| \int_0^z G_{\text{eff}}(\xi) d\xi\right), \quad (23)$$

$$\alpha(z) = \alpha_0 \exp\left(2\alpha_0 |D_0| \int_0^z G_{\text{eff}}(\xi) d\xi\right). \quad (24)$$

Вид функции $G_{\text{eff}}(z)$ уже определен нами ранее, исходя из рассмотренной модели усиления, выражением (10). Интеграл от нее может быть записан через гипергеометрическую функцию [12]:

$$\begin{aligned} \int_0^z G_{\text{eff}}(\xi) d\xi &= \left(\frac{I_0}{I_0 - I_{p0}}\right)^\beta \frac{1}{\mu \vartheta} \left\{ {}_2F_1\left(\beta, \mu, 1 + \mu; -\frac{I_{p0}}{I_0 - I_{p0}}\right) \right. \\ &\quad \left. - [\exp(-\vartheta z)]^\mu {}_2F_1\left(\beta, \mu, 1 + \mu; -\frac{I_{p0} \exp(-\vartheta z)}{I_0 - I_{p0}}\right) \right\}, \end{aligned} \quad (25)$$

где

$$\mu = \frac{\eta_s \sigma_s b}{[1 + K_0 \tau_{21}/(1 + b)] \sigma_p}.$$

Для пассивных световодов, полагая $\tau_{21} \rightarrow \infty$, т.е. пренебрегая шумами спонтанной люминесценции, имеем $G_{\text{eff}}(z) = 1$ и, следовательно,

$$\int_0^z G_{\text{eff}}(\xi) d\xi = z.$$

Тогда выражения для профиля дисперсии световода, длительности и чирпа солитоноподобного импульса переходят в полученные нами ранее в [13]. Добавим, что в рассмотренной модели поглощение не учитывалось, что является возможным, поскольку в реальных пассивных световодах с W-профилем радиального распределения

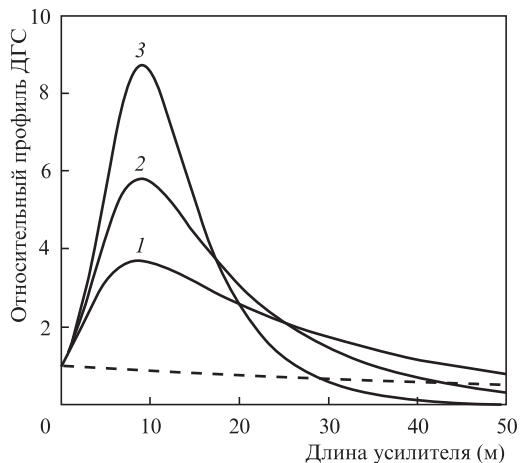


Рис.2. Относительные профили ДГС D/D_0 усилителя, обеспечивающие распространение ЧМ солитона, при тех же уровнях накачки (кривые 1–3) и параметрах усилителя, что и на рис.1. Штриховая линия – зависимость в случае пассивного световода.

показателя преломления коэффициент поглощения составляет менее 0.5 дБ/км.

На рис.2 представлена зависимость дисперсии $D(z)/D_0$ (22) волоконного усилителя, обеспечивающая распространение ЧМ солитона, при различных уровнях накачки и $D_0 = -2 \times 10^{-26} \text{ c}^2/\text{м}$, $\alpha_0 = 2 \times 10^{-23} \text{ c}^{-2}$ (прочие параметры указаны выше). Штриховой линией дана зависимость для пассивного световода.

На рис.3 и 4 показаны зависимости относительной длительности импульса $\tau(z)/\tau_0$ (23) и относительной скорости частотной модуляции $\alpha(z)/\alpha_0$ (24) при различных уровнях накачки и указанных выше значениях параметров, штриховыми линиями представлены зависимости для пассивного световода.

Из рисунков видно, что рассмотренные выше активные световоды могут быть использованы не только (и не столько) для усиления ЧМ солитонов, но и для получения импульсов с большой частотной модуляцией и практически точно линейным изменением мгновенной частоты. При этом полученный на выходе из неоднородного световода ЧМ импульс можно дополнительно сжать, если

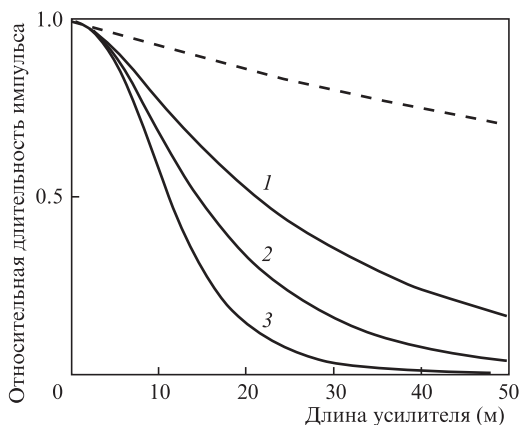


Рис.3. Зависимости относительной длительности τ/τ_0 солитоноподобного импульса от длины усилителя при тех же уровнях накачки (кривые 1–3) и параметрах усилителя, что и на рис.1. Штриховая линия – зависимость в случае пассивного световода.

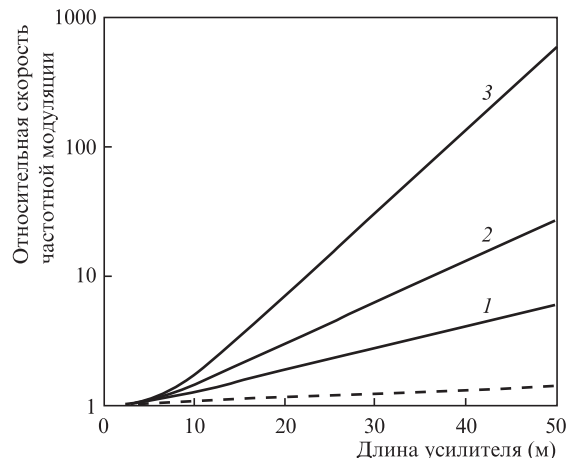


Рис.4. Зависимости относительной скорости частотной модуляции α/α_0 солитоноподобного импульса от длины усилителя при тех же уровнях накачки (кривые 1–3) и параметрах усилителя, что и на рис.1. Штриховая линия – зависимость в случае пассивного световода.

осуществить его последующую компрессию в среде с нормальной эффективной дисперсией. Это может быть реализовано как парой дифракционных решеток, так и фотонно-кристаллическим световодом с малой керровской нелинейностью [2, 14–16]. В последнем случае систему можно сделать полностью волоконной.

4. Заключение

Из проведенного анализа следует: условия существования ЧМ солитонов вида (16) в активных световодах могут выполняться при реализации соответствующего профиля диаметра световода, определяемого выражением (19), что представляет наибольший интерес с точки зрения возможной экспериментальной реализации нелинейных волновых пакетов подобного рода. Варьирование диаметра световода является наиболее удобным для осуществления «солитонного управления» в рассматриваемых световодах W-типа, т.е. для управления параметрами солитоноподобных импульсов за счет использования соответствующих профилей инкремента усиления, нелинейности и дисперсии.

Большой практический интерес может представлять получение ЧМ импульсов с относительно малой энергией (около 10 пДж), но с большим chirпом (более 10^{24} c^{-2}) и малой длительностью, а следовательно, высокой пиковой мощностью, которые могут быть впоследствии усилены в световодах-усилителях с уже нормальной дисперсией. Таким образом, неоднородные световоды с аномальной дисперсией могут быть использованы как «запальные» элементы, обеспечивающие получение ЧМ солитоноподобных импульсов с относительно малой энергией для их дальнейшего усиления в многокаскадных субпикосекундных и фемтосекундных лазерных системах до пиковых мощностей свыше 100 кВт [17, 18].

Настоящая работа выполнена при поддержке Минобрнауки в рамках федеральных целевых программ «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007–2012 годы» и «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы».

1. Ахмедиев Н.Н., Анкевич А. Солитоны. *Нелинейные импульсы и пучки* (М.: Физматлит, 2003).
2. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П. *Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристаллам* (М.: Физматлит, 2005).
3. Серкин В.Н., Беляева Т.Л. *Письма в ЖЭТФ*, **74** (12), 649 (2001).
4. Серкин В.Н., Беляева Т.Л. *Квантовая электроника*, **31** (11), 1007 (2001).
5. Мело Мелчор Г., Агуеро Гранадос М., Корро Г.Х.П. *Квантовая электроника*, **31** (11), 1020 (2002).
6. Ахметшин У.Г., Богатырев В.А., Сенаторов А.К., Сысолятин А.А., Шалыгин М.Г. *Квантовая электроника*, **33** (3), 265 (2003).
7. Плоцкий А.Ю., Сысолятин А.А., Латкин А.И., Хопин В.Ф., Харпер П., Харрисон Дж., Турицын С.К. *Письма в ЖЭТФ*, **85** (7), 397 (2007).
8. Sysolyatin A.A., Nolan D.A. *J. Nonlinear Opt. Phys. & Mat.*, **16** (4), 171 (2007).
9. Morkel P.R., Laming R.I. *Opt. Lett.*, **14**, 1062 (1989).
10. Pedersen B., Bjarklev A., Povlsen J.P., et al. *IEEE J. Lightwave Technol.*, **9**, 1105 (1991).
11. Агравал Г. *Нелинейная волоконная оптика* (М.: Мир, 1996).
12. Градштейн И.С., Рыжик И.М. *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений* (М.: Физматгиз, 1963).
13. Золотовский И.О., Новиков С.Г., Охотников О.Г., Семенцов Д.И. и др. *Оптика и спектроскопия*, **112** (6), 965 (2012).
14. Золотовский И.О., Семенцов Д.И. *Оптика и спектроскопия*, **102** (4), 651 (2007).
15. Коноров С.О., Федотов А.Б., Бутю У., Серебрянников Е.Е., Сидоров-Бирюков Д.А., Кондратьев Ю.Н., Шевандин В.С., Дукельский К.В., Хохлов А.В., Желтиков А.М. *Оптика и спектроскопия*, **96** (4), 634 (2004).
16. Бессонов А.Д., Серебрянников Е.Е., Желтиков А.М. *ЖЭТФ*, **101** (1), 5 (2005).
17. Serebryannikov E.E., von der Linde D., Zheltikov A.M. *Opt. Lett.*, **33** (9), 977 (2008).
18. Золотовский И.О., Семенцов Д.И., Сенаторов А.К., Сысолятин А.А., Явтушенко М.С. *Квантовая электроника*, **40** (3), 212 (2010).