

УДК 535.1

МОДЕЛЬ УСИЛЕНИЯ ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫХ ИМПУЛЬСОВ В ТРЕХУРОВНЕВЫХ ОПТИЧЕСКИХ УСИЛИТЕЛЯХ С ИЗМЕНЯЮЩЕЙСЯ НОРМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ С УЧЕТОМ ВЫРОЖДЕНИЯ НАКАЧКИ

© 2012 К.В.Борисова¹, И.О. Золотовский¹, Д.А. Коробко¹, А.А.Сысолятин², А.Г. Налимов³

¹Ульяновский государственный университет, Ульяновск

²Научного Центра волоконной оптики РАН, Москва

³Институт систем обработки изображений РАН, г. Самара

Поступила в редакцию 20.11.2012

Исследуется возможность эффективного усиления самоподобных частотно-модулированных (ЧМ) волновых пакетов в неоднородных по длине усилителях. Рассмотрены особенности динамики усиления в эрбиевых волоконных усилителях, работающих по трехуровневой схеме. Показано, что использование активных световодов с соответствующим образом подобранным профилем нормальной дисперсии групповых скоростей может обеспечить эффективное усиление субпикосекундных импульсов. Ключевые слова: неоднородные оптические усилители, вырождение накачки.

Формирование устойчивых самоподобных частотно-модулированных (ЧМ) импульсов, получивших название симиляритонов, в активной (усиливающей) среде с нормальной дисперсией групповых скоростей (ДГС) открывает целый ряд преимуществ по сравнению с классическими методами усиления импульсов [1-3]. Связано это с тем, что в случае усиления импульсов в среде с аномальной дисперсией трудно избежать влияния развития различных неустойчивостей, существенно искажающего форму волнового пакета. Однако и в световодах с нормальной ДГС известные методики усиления чувствительны к случайным вариациям их диаметра, всегда имеющих место на практике [4]. В силу этого использование длинных (более 100 м) волоконных усилителей с малым инкрементом усиления $\gamma \ll 0.1 \text{ м}^{-1}$ представляется малоэффективным. Для решения указанной проблемы эффективным оказывается использование компактных неоднородных усилителей с достаточно большим инкрементом усиления ($\gamma > 0.1 \text{ м}^{-1}$) и увеличивающейся по длине нормальной ДГС. Ввиду относительно малой длины такого усилителя возможен контроль его основных управляющих параметров –

Борисова Кристина Васильевна, аспирант.

E-mail: innov@ulsu.ru

Золотовский Игорь Олегович, кандидат физико-математических наук, директор Центра нанотехнологий и материалов НИТИ. E-mail: rafzol.14@mail.ru

Коробко Дмитрий Александрович, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник.

E-mail: korobkotam@rambler.ru

Сысолятин Алексей Александрович, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник.

E-mail: alexs@lure.gpi.ru

Налимов Антон Геннадьевич, кандидат физико-математических наук, научный сотрудник. E-mail: anton@smr.ru

диаметра световода, дисперсии, нелинейности.

Принцип действия волоконно-оптического усилителя, как и любого другого квантового усилителя, заключается в создании в активной среде под действием волны накачки инверсии населенности и воздействию на среду слабого резонансного электромагнитного поля, которое приводит к индуцированным переходам с верхнего метастабильного уровня в основное энергетическое состояние и в результате этого – к усилению данного поля. В настоящей работе рассматриваются волоконные оптические усилители, работающие по трехуровневой энергетической схеме. К этому типу волоконно-оптических устройств можно отнести (с известными допущениями) наиболее часто встречающиеся эрбиевые и иттербиевые усилители, а также усилители, работающие на основе ВКР. В работе получены условия существования ЧМ симиляритонного волнового пакета в неоднородном по длине трехуровневом усилителе и анализируется динамика его устойчивого распространения.

Рассмотрим более подробно эрбиевый волоконный усилитель, работающий по трехуровневой схеме. Расположение энергетических уровней иона эрбия позволяет реализовать рабочие переходы электрона с возбужденных уровней $^4I_{9/2}$ и $^4I_{11/2}$ вначале в метастабильное состояние $^4I_{13/2}$, а затем – с метастабильного в основное состояние $^4I_{15/2}$. Последний переход соответствует интервалу длин волн 1.53...1.6 мкм. Инверсная населенность в такой трехуровневой среде достигается за счет большого времени жизни на метастабильном уровне (порядка 10 мс). При этом время релаксации с уровней, соответствующих уровням накачки, на метастабильный уровень составляет несколько микросекунд. Для со-

здания инверсной населенности используется излучение с длиной волны, попадающей в одну из полос поглощения в соответствии с указанной схемой энергетических уровней. Отметим, что за счет значительного штарковского расщепления в кварцевом стекле появляется возможность накачки непосредственно в полосу, соответствующую метастабильному уровню. При использовании накачки на длине волны 0.98 мкм усилитель работает по трехуровневой схеме, а при использовании накачки на длине волны 1.48 мкм – по квазитрехуровневой. Наиболее высокая эффективность накачки достигается на длине волны 1.48 мкм, при которой волоконный усилитель работает по квазитрехуровневой схеме.

Усиление в рассматриваемой схеме энергетических уровней может быть описано системой уравнений: [5]

$$\begin{aligned} dN_2/dt &= K_p(N-N_2) - K_s[(1+b)N_2 - bN] - N_2/\tau_{21}, \\ 2\gamma &= \eta_s \sigma_s [(1+b)N_2 - bN]. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь использованы следующие обозначения: N_2 и N – населенность метастабильного уровня и общая концентрация ионов эрбия; τ_{21} – время жизни на метастабильном уровне; σ_p – сечение поглощения накачки, σ_s – сечение эмиссии на длине волны усиливаемого сигнала, b – отношение сечения поглощения к сечению эмиссии на частоте ν_s ; параметр $\gamma(z)$ имеет смысл локального инкремента усиления, параметры η_p и η_s – доли мощности накачки и усиливаемого сигнала; K_p и K_s – скорости накачки и излучения. В стационарном состоянии населенность метастабильного уровня можно считать постоянной во времени, т.е. $dN_2/dt = 0$, в результате чего получаем:

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

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

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

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

$$\begin{aligned} dI_p/dz &= -I_p \sigma_p (N - N_2), \\ dI_s/dz &= 2\gamma I_s, \\ dI_f/dz &= [(1+b)N_2 - bN] h\nu_s \Delta\nu + 2\gamma I_f, \end{aligned} \quad (4)$$

где $h\nu_s$ и $\Delta\nu$ – энергия фотона и ширина линии

излучения для усиленной спонтанной люминесценции. При решении уравнений (4) необходимо учесть, что для скоростей накачки K_p и излучения K_s справедливы соотношения [6]:

$$\begin{aligned} K_p(z) &= \sigma_p \eta_p I_p(z) / h\nu_p, \\ K_s(z) &= \sigma_s \eta_s [I_s(z) + I_f(z)] / h\nu_s. \end{aligned} \quad (5)$$

В нашем случае, считаем, что источник (например, эрбиевый волоконный лазер) обеспечивает генерацию пикосекундных импульсов с частотой следования ν_{cke} . В этом случае средняя интенсивность последовательности стоковых сигналов может быть оценена как $I_s(z) = \nu_{cke} W_s(z)$, где $W_s(z)$ – энергия отдельного стока импульса на длине световода-усилителя z .

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 [7]:

$$K_p(z) + (1+b)K_s(z) = K_0. \quad (6)$$

Для общей интенсивности излучения $I_\Sigma = I_s + I_f$ на частоте ν_s получаем

$$dI_\Sigma/dz = 2\gamma(I + h\nu_s \Delta\nu / \eta_s \sigma_s). \quad (7)$$

Вследствие малости ширины линии спонтанной люминесценции $\Delta\nu$, вторым слагаемым в правой части (7) можно пренебречь. После этого выразим коэффициент усиления \mathcal{Y} и подставим в (4), в результате чего получаем для интенсивностей накачки и излучения следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} dI_\Sigma/dz &= g_R I_p I_\Sigma - \chi_s I_\Sigma \\ dI_p/dz &= -(v_p / \eta_p \nu_s) g_R I_p I_\Sigma - \chi_p I_p, \end{aligned} \quad (8)$$

$$g_R = \frac{N \eta_s \eta_p \sigma_s \sigma_p}{(K_0 + 1/\tau_{21}) h\nu_p}, \quad \chi_s = \frac{N b \eta_s \sigma_s}{K_0 \tau_{21} + 1}, \quad \chi_p = \frac{N \sigma_p}{K_0 \tau_{21} + 1}.$$

Приведенные уравнения, описывающие эволюцию сигнала и накачки, аналогичны системе, описывающей рамановское рассеяние и оказываются универсальными для усилителей, работающих по трехуровневой схеме.

Главным отличием ВКР-преобразования от преобразования на вынужденных переходах является его меньшая эффективность. Коэффициент преобразования g_R для эрбиевого усилителя в 10^2 - 10^3 выше, чем в рамановском усилителе. Однако коэффициент ВКР-преобразования g_R обладает гораздо более широким спектром. В случае эрбиевого усилителя частотная зависимость коэффициента g_R ограничивается резонансной полосой поглощения накачки.

Возвращаясь, к уравнениям (8), следует от-

метить, что соотношение между первыми слагаемыми в правой части, описывающими преобразование накачки, и вторыми, характеризующими поглощение накачки и сигнала, определяется отношением скоростей вынужденных и спонтанных переходов: $K_p \tau_{21}$ – в уравнении для роста интенсивности сигнала и $K_s \tau_{21} / \eta_p$ – в уравнении для интенсивности накачки. Время жизни на метастабильном уровне для распространенных сортов стекла $\tau_{21} \approx 10$ мс. Типичные для эрбиевого усилителя мощности сигнала 0,01 Вт и накачки 10 Вт соответствуют скоростям переходов $10^5 - 10^8$ в секунду. Отсюда следует, что основное изменение интенсивности сигнала вызвано истощением накачки. При этом поглощением накачки и сигнала в волокне, описываемым вторыми слагаемыми уравнений (8), можно пренебречь.

В данном приближении система уравнений (8) легко интегрируется. Сохранение числа фотонов в системе записывается как

$$I_p + (v_p / \eta_p v_s) I_\Sigma = I_0 = I_{p0} + (v_p / \eta_p v_s) I_{\Sigma 0}, \quad (9)$$

здесь I_{p0} – начальная интенсивность накачки (на входе в усилитель), $I_{\Sigma 0}$ – суммарная интенсивность сигнала и спонтанной люминесценции на входе в усилитель. В этом приближении интенсивностью спонтанной люминесценции можно пренебречь по сравнению с интенсивностью сигнала, и поэтому далее мы полагаем $I_{\Sigma 0} \approx I_{s0}$ и $I_\Sigma \approx I_s$.

В результате интегрирования уравнений (8) приходим к следующему выражению для эффективного инкремента усиления сигнальной волны

$$G_{ef}(z) = \frac{I_s(z)}{I_{s0}} = \frac{(1 + \beta_0) \exp \vartheta z}{\beta_0 + \exp \vartheta z}, \quad (10)$$

где введены параметры $\beta_0 = \eta_p v_s I_{p0} / v_p I_{s0}$ и

$$\vartheta = I_0 g_R = \frac{N \eta_s \beta_0 \sigma_s \sigma_p}{\eta_s \sigma_s (1 + b) + \beta_0 \sigma_p} \frac{I_0}{I_{p0}}.$$

Если начальная интенсивность накачки намного превосходит начальную интенсивность сигнала ($I_{s0} \gg I_{p0} \approx I_0$), то $\vartheta = N \eta_s \sigma_s$ и (10) можно переписать в виде

$$G_{ef}(z) = \frac{\beta_0 \exp \vartheta z}{\beta_0 + \exp \vartheta z}. \quad (11)$$

При малых z , когда справедливо $\vartheta z \ll \ln(I_{p0} / I_{s0})$, наблюдается экспоненциальный рост эффективного инкремента усиления сигнальной волны, т.е. $G_{ef}(z) = \exp(\vartheta z)$.

Постепенное истощение накачки приводит к тому, что начальный экспоненциальный рост энергии импульса замедляется, коэффициент усиления стремится к нулю и интенсивность сиг-

нала достигает своего предельного значения $I_{s0}(1 + \beta_0)$. На рис. 1 приведены зависимости относительной интенсивности сигнала I_s / I_{s0} от длины усилителя z , полученные для отношения интенсивностей накачки и входного сигнала $I_{p0} / I_{s0} = 10, 100, 1000$ (кривые 1-3) и значениях параметров: $N = 5 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$, $\eta_p = \eta_s = 0.9$, $v_s = 1530 \text{ нм}$, $v_p = 1480 \text{ нм}$, $\sigma_p = 3 \cdot 10^{-25} \text{ м}^2$, $\sigma_s = 2 \cdot 10^{-25} \text{ м}^2$, которые будут нами использованы и далее. Видно, что по мере распространения сигнала по световоду происходит насыщение интенсивности сигнальной волны при значениях $z \ll \ln \beta_0 / \vartheta$. С ростом накачки максимальная интенсивность сигнала возрастает.

Особенностью самоподобного симиляритонного распространения импульса является то, что его огибающая, независимо от своей начальной формы, асимптотически стремится к параболической форме, масштабирующейся с ростом координаты импульса [1-3]. При этом общий вид импульса может быть представлен в виде

$$A(\tau, z) = A(z) Y_{par}(z, \tau) \exp[i(\phi(z) + \alpha(z)\tau^2)], \quad (12)$$

где $\tau = t - \int_0^z dz' / u(z')$ – время в бегущей системе координат, $u(z) = (\partial \beta(z) / \partial \omega)_0^{-1}$ – групповая скорость, $\beta(z)$ – константа распространения, $\phi(z)$ – фаза импульса, $\alpha(z)$ – скорость ЧМ (которая для симиляритона является постоянной величиной). Функция $Y_{par}(\tau, z)$ задает форму огибающей, которая для импульса параболической формы и длительностью $\tau_s(z)$ определяется выражением

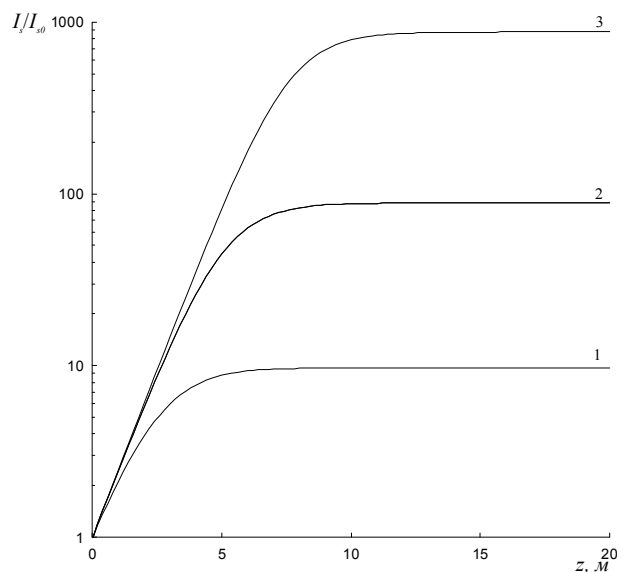


Рис. 1. Зависимости относительной интенсивности сигнала от длины усилителя, при отношении интенсивностей накачки и входного сигнала $I_{p0} / I_{s0} = 10, 100, 1000$ (кривые 1-3)

$$Y_{par} = \begin{cases} \sqrt{1 - \tau^2 / \tau_s^2(z)}, & \tau \leq \tau_s(z), \\ 0, & \tau > \tau_s(z), \end{cases} \quad (13)$$

Известно, что условие образования устойчивого симляритона, при котором для нелинейного уравнения Шредингера имеется точное решение в виде ЧМ импульса параболической формы, может быть представлено в виде:

$$g_{ef} - 3\alpha_0 D_0 = 0, \quad (14)$$

где параметры D_0 и α_0 – входные значения ДГС и скорости ЧМ. Эффективный инкремент усиления неоднородного световода связан не только с его материальным коэффициентом усиления $\gamma(z)$, но и с площадью моды $S_m(z)$, ДГС $D(z) = (\partial^2 \beta / \partial \omega^2)_0$ и керровской нелинейностью $R(z)$ соотношением [8]

$$g_{ef}(z) = \gamma(z) - \frac{\partial S_m / \partial z}{2S_m} - \frac{\partial D / \partial z}{2D} + \frac{\partial R / \partial z}{2R}. \quad (15)$$

В случае однородного активного световода условие (14) может быть записано в предельно простом виде $\gamma_0 - 3\alpha_0 D_0 = 0$.

Далее мы будем рассматривать так называемые световоды с W -профилем радиального распределения показателя преломления [9, 10]. Для указанных световодов нелинейность и площадь моды слабо зависят от внешнего диаметра, поэтому для них эффективный инкремент усиления (15) определяется материальным усилением и профилем дисперсии. Профиль ДГС, обеспечивающий самоподобную эволюцию ЧМ импульса с постоянной скоростью ЧМ может быть выражен через эффективный инкремент $G_{ef}(z)$ как [14]:

$$D(z) = \frac{D_0 G_{ef}(z)}{1 + 6\alpha_0 D_0 \int_0^z G_{ef}(z') dz'}. \quad (16)$$

С учетом этого соотношения можно записать выражение для длительности симляритонного импульса в неоднородном усилителе

$$\tau_s(z) = \tau_0 \left(1 + 6\alpha_0 D_0 \int_0^z G_{ef}(z') dz' \right)^{1/3}. \quad (17)$$

Если световод считать пассивным, т.е. принять $\gamma = 0$, то для длительности импульса получаем известное соотношение

$$\tau_s(z) = \tau_0 (1 + 6\alpha_0 D_0 z)^{1/3}.$$

Рассмотрим теперь характеристики симляритонного импульса, распространяющегося в волоконном усилителе, работающем по трехуровневой схеме. Подставив в соотношение (17) выражение для относительного увеличения энергии импульса (10), получаем для длительности сигнала в подобном усилителе:

$$\tau_s(z) = \tau_0 \left(1 + \frac{6\alpha_0 D_0}{\vartheta} (1 + \beta_0) \ln \left(1 + \frac{\exp \vartheta z - 1}{1 + \beta_0} \right) \right)^{1/3}. \quad (18)$$

На рис. 2 представлены зависимости относительной длительности усиливаемого импульса τ_s / τ_0 от длины световода, полученные для указанных выше (см. рис. 1) параметров. Видно, что по мере увеличения длины усилителя наблюдается рост длительности импульса. С увеличением интенсивности накачки длительность сигнала также увеличивается. При достаточно больших длинах усилителя эта зависимость имеет следующую асимптотику:

$$\tau_s(z) \propto \tau_0 (6\alpha_0 D_0 (1 + \beta_0) z)^{1/3}. \quad (19)$$

Профиль ДГС усилителя, обеспечивающий самоподобный режим распространения ЧМ импульса параболического типа, получаем, подставив в (18) выражение (10) для относительного усиления $G_{ef}(z)$:

$$\frac{D(z)}{D_0} = \frac{(1 + \beta_0) \exp \vartheta z}{\left(1 + \frac{6\alpha_0 D_0}{\vartheta} (1 + \beta_0) \ln \left(1 + \frac{I_{s0} \beta_0 (\exp \vartheta z - 1)}{I_{p0} (1 + \beta_0)} \right) \right) (\exp \vartheta z + \beta_0)}. \quad (20)$$

При $I_{s0} / I_{p0} \ll 1$ и малых z профиль ДГС волоконного трехуровневого усилителя, обеспечивающего распространение самоподобных параболических импульсов, не должен зависеть от отношения интенсивностей сигнала и накачки:

$$\frac{D(z)}{D_0} \propto 1 + \left(\vartheta - 6\alpha_0 D_0 \frac{\eta_p v_s}{v_p} \right) z. \quad (21)$$

На рис. 3 представлены профили ДГС эрбиевого усилителя, обеспечивающие симляритон-

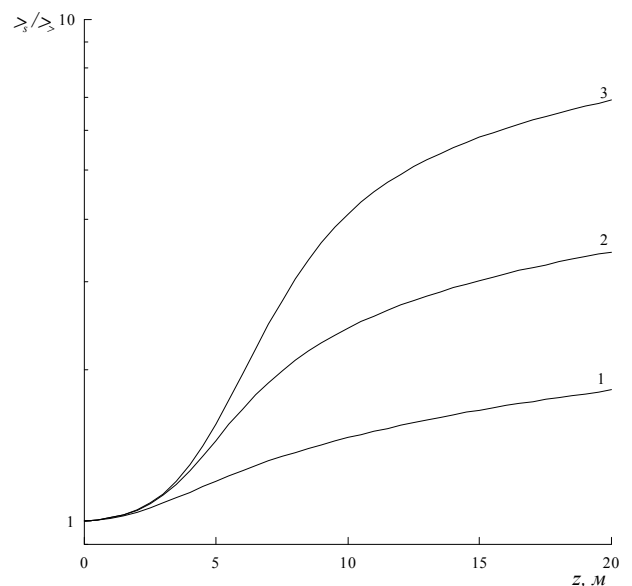


Рис. 2. Зависимости относительной длительности сигнала от длины усилителя: 10, 100, 1000 (кривые 1-3)

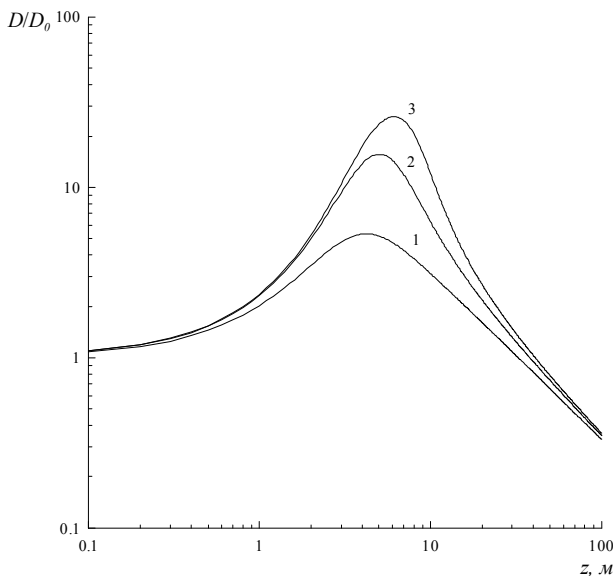


Рис. 3. Профили ДГС, полученные при 10, 100, 1000 (кривые 1-3)

ный режим распространения импульсов, полученные при $\alpha_0 = 10^{24} \text{ c}^{-2}$, $D_0 = 5 \cdot 10^{-27} \text{ c}^2 / \text{м}$. Видно, что быстрый и близкий к экспоненциальному рост ДГС по мере истощения накачки должен сменяться гиперболически убывающим профилем, обеспечивающим самоподобное распространение усиленного сигнала.

Практический интерес, в основном, представляет участок со значительным усилением, на котором реализуется рост ДГС и происходит существенное поглощение накачки. В связи с этим найдем оптимальную длину рассматриваемого усилителя, при которой происходит максимальное повышение уровня входного сигнала. Отметим, что до сих пор расчет велся без учета поглощения накачки и сигнала, поэтому максимальный предельный уровень сигнала не достигался на конечной длине усилителя. Влияние слабого поглощения можно оценить, положив в системе (8) коэффициенты поглощения накачки и сигнала равными ($\chi_p = \chi_s = \chi$) [11]. В этом случае величина I_0 , введенная соотношением (9) и ответственная за число закачанных и возбужденных фотонов в усилителе, уже не постоянна по его длине. В этом случае зависимость их числа от пройденного пути z определяется уравнением

$$\frac{d}{dz} \left(I_p + \frac{v_p}{\eta_p v_s} I_s \right) = \frac{d}{dz} I_0 = -\chi I_0. \quad (22)$$

Решая его, для интенсивностей сигнала и накачки имеем

$$I_s(z) = \frac{(\beta_0 + 1) \exp \vartheta z}{\beta_0 + \exp \vartheta z} I_{s0} \exp(-\chi z),$$

$$I_p(z) = \frac{\beta_0 + 1}{\beta_0 + \exp \vartheta z} I_{p0} \exp(-\chi z) \quad (23)$$

Из условия максимума интенсивности сигнала $I_s(z)$ на выходе из усилителя получаем выражение для его оптимальной длины

$$L_{opt} = \vartheta^{-1} \ln((\vartheta / \chi - 1) \beta_0). \quad (24)$$

При длинах $\vartheta z \gg 1$ и $\chi z \ll 1$ спад интенсивности сигнальной волны происходит по линейному закону $I_s(z) = I_{s0}(\beta_0 + 1)(1 - \chi z)$.

На рис. 4 представлены зависимости интенсивности сигнала (с коэффициентом, зависящим от эффективности накачки) $(v_p / \eta_p v_s) I_s$ и накачки I_p от длины усилителя, полученные с учетом поглощения в волоконном световоде усилителя $\chi = 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$ при отношении начальных интенсивностей $I_{p0} / I_{s0} = 1000$. Пунктиром показана зависимость $I_0(z)$. Видно, что при достижении длины световода величины L_{opt} интенсивность волны накачки спадает практически до нуля, а интенсивность сигнальной волны достигает максимального значения. Дальнейшее увеличение длины усилителя приводит к медленному и практически линейному спадаю выходной интенсивности сигнальной волны.

Таким образом, в результате проведенного в работе анализа получены условия возникновения устойчивых ЧМ импульсов параболической формы в неоднородных усиливающих световодах в области нормальной ДГС. Получено выражение для профиля ДГС, обеспечивающего оптимально быстрое усиление импульсов и показана эффективность использования в качестве усилителей световодов с увеличивающейся дисперсией и относительно большим инкрементом усиления. Получены соотношения, позволяющие

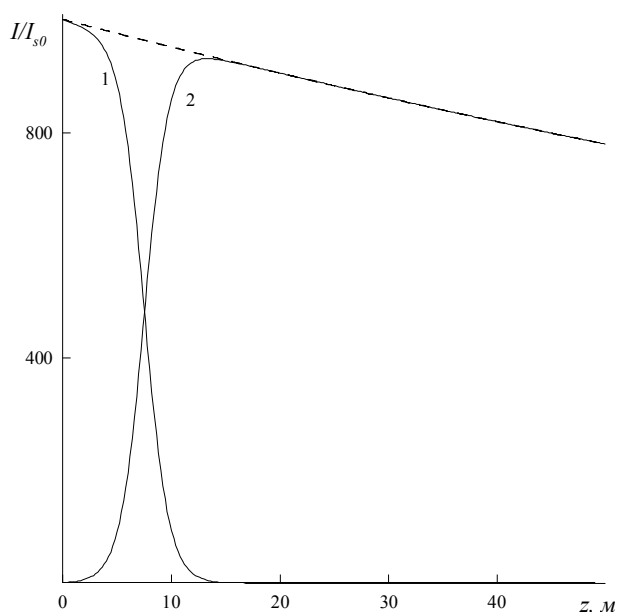


Рис. 4. Зависимости интенсивности накачки и сигнала (кривые 1, 2) от длины усилителя при учете поглощения; 1000

изготовить эрбиевый волоконный усилитель с профилем ДГС, обеспечивающим самоподобный режим усиления ЧМ импульсов, и подобрать необходимый уровень накачки для заданных профиля ДГС и уровня сигнала, а также подобрать оптимальную длину усилителя.

Кроме того, заметим, что полученный на выходе из неоднородного световода ЧМ импульс можно дополнительно сжать, если осуществить компрессию chirпованного импульса в среде с аномальной эффективной дисперсией. Это можно осуществить, например, на паре дифракционных решеток, или в фотонно-кристаллическом световоде с малой керровской нелинейностью [7]. В последнем случае систему можно сделать полностью волоконной.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках федеральных целевых программ «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009 - 2013 годы» и «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007-2013 годы»

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Fermann M.E., Kruglov V.I., Thomsen B.C., Dudley J.M., Harvey J.D.* Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers // *Phys. Rev. Lett.* Vol.84, №10, p.6010 (2000).
2. *Chang G., Winful H.G., Galvanauskas A., Norris T.B.* Incoherent selfsimilarities of the coupled amplified nonlinear Schrodinger equations // *Physical Review E*, Vol.73, p.016616, (2006).
3. *Плоцкий А.Ю., Сысолятин А.А., Латкин А.И., Хопин В.Ф., Харпер П., Харрисон Дж., Турицын С.К.* Эксперименты по генерации параболических импульсов в волокнах с изменяющейся нормальной дисперсией // *Письма в ЖЭТФ*. 2007. Т.85. №7. С.397.
4. *Абдуллаев Ф.Х., Навотный Д.В.* Распространение дисперсионно-управляемых солитонов в волокнах со случайной дисперсией // *Письма в ЖТФ*. 2002. Т.28. №22. С.39.
5. *Morkel P.R. and Laming R.I.* Theoretical modeling of erbium-doped fiber amplifiers with excited-state absorption // *Opt. Lett.*, v.14, p.1062, (1989).
6. *Pedersen B., Bjarklev A., Povlsen J.P., Dybdal K., and Larsen C.C.* Fundamental design of a distributed erbium-doped fiber amplifier for long-distance transmission // *IEEE Journ. Light. Tech.* v.9, p.1105, (1991).
7. *Азравал Г.* Нелинейная волоконная оптика. М.: Мир, 1996. 325 с.
8. *Золотовский И.О., Семенов Д.И., Сенаторов А.К., Сысолятин А.А., Ятушенко М.С.* Динамика импульсов симиляритонного типа в неоднородных по длине активных световодах // *Квант.электрон.* 2010. Т.40. №3. С.229.
9. *Лихачев М.Е., Бубнов М.М., Зотов К.В., Медведков О.И., Литатов Д.С., Яшков М.В., Гурьянов А.Н.* Аллюмофосфосиликатные оптические волокна легированные эрбием // *Квант. Электрон.* 2010. Т. 40. №7. С.633.
10. *Ахметшин У.Г., Богатырев В.А., Сенаторов А.К., Сысолятин А.А., Шальгин М.Г.* // Новые одномодовые волоконные световоды с изменяющейся по длине плоской спектральной зависимостью хроматической дисперсии // *Квант. Электрон.* 2003. Т.33. №3. С. 265.
11. *AuYeung J., Yariv A.* Spontaneous and stimulated Raman scattering in long low loss fibers // *IEEE J Quant Electron.* 1978. V.14. P.347.

FREQUENCY-MODULATED PULSE AMPLIFICATION MODEL IN THREE-LEVEL OPTICAL AMPLIFIER WITH INHOMOGENIOUS NORMAL DISPERSION AND PUMP DEPLETION

© 2012 C.V. Borisova¹, I.O. Zolotovskii¹, D.A. Korobko¹, A. A. Sysolyatin² A.G. Nalimov³

¹Ulyanovsk State University, Ulyanovsk

²Fiber Optics Research Center RAN, Moscow

³Image Processing Systems Institute of Russian Academy of Sciences, Samara

The possibility of the effective self-similar frequency-modulated (FM) pulse amplification is studied in inhomogeneous amplifiers. The dynamics features of the gain are considered in the erbium-doped fiber amplifiers operating in a three-level scheme. It is shown that the use of active optical waveguides with a suitably chosen profile of normal group velocity dispersion can provide efficient amplification of subpicosecond pulses.

Keywords: heterogeneous optical amplifiers, the pump depletion.

Borisova Christina, Graduate Student. E-mail: innov@ulsu.ru
Igor Zolotovskii, Candidate of Physics and Mathematics,
Director of Nanotechnology and Materials Center of
Research Institute of Technology. E-mail: rafzol.14@mail.ru
Dmitry Korobko, Candidate of Physics and Mathematics,
Senior Research Fellow. E-mail: korobkotam@rambler.ru
Alexey Sysolyatin, Candidate of Physics and Mathematics,
Senior Research Fellow E-mail: alexs@lure.gpi.ru
Anton Nalimov, Candidate of Physics and Mathematics,
Research Fellow. E-mail: anton@smr.ru