

## УСТОЙЧИВОСТЬ РЕЖИМА ГЕНЕРАЦИИ ВОЛОКОННОГО КОЛЬЦЕВОГО ЛАЗЕРА

### Введение

Применение лазеров в информационных технологиях базируется на постоянном их совершенствовании и развитии. Отдельным, самостоятельным направлением в информационных технологиях стало использование волоконных лазеров. Как правило, эти лазеры, активной средой которых является на одномодовое кварцевое волокно, активированное ионами эрбия, работают в диапазоне 1,55 мкм.

В последнее время проводятся исследования волоконных лазеров, способных обеспечить физические каналы связи для DWDM систем, основанных на частотном плане, рекомендованном международным стандартом ITU [1]. Традиционный подход, который обеспечивает формирование частотного плана, основан на использовании полупроводниковых лазеров, каждый из которых обеспечивает генерацию в определенном частотном интервале. Но, конечно же большое количество полупроводниковых лазеров с блоками питания и системами контроля частоты излучения, приводит к существенному удорожанию системы. Благодаря использованию дискретного спектра суперконтинуума, генерируемого в кольцевом волоконном лазере обеспечивается реализация частотного плана ITU.

Для обеспечения DWDM систем одним источником излучения можно использовать волоконный фемтосекундный лазер, работающий в режиме генерации суперконтинуума. Работа волоконного, кольцевого лазера, функционирующего в режиме цуга ультракоротких импульсов, определяется наличием жидкокристаллических (ЖК) поляризаторов в составе резонатора. Понимание режима управления пассивной синхронизацией мод с помощью ЖК поляризаторов возможно при условии устойчивого режима работы лазера.

Цель работы – исследование условий устойчивого режима генерации импульсов кольцевого волоконного лазера.

### 1. Конструкция волоконного кольцевого лазера

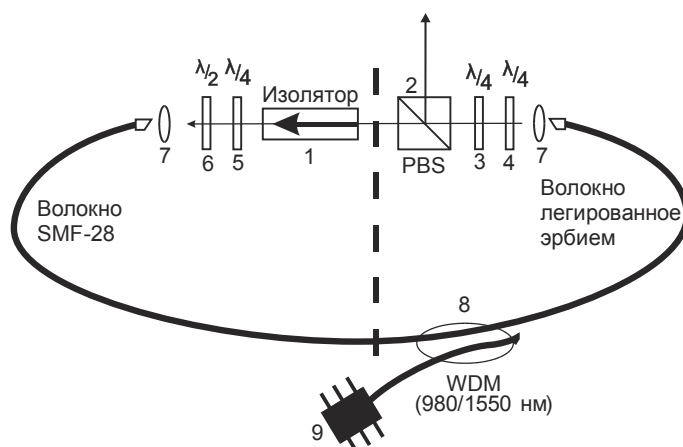


Рис.1. Схема волоконного кольцевого лазера: 1 – изолятор; 2 – PBS; 3, 4, 5 –  $\lambda/4$  пластины; 6 –  $\lambda/2$  пластина; 7 – линза; 8 – мультиплексор; 9 – диод

В основе конструкции исследуемого лазера используется известная [2] схема волоконного кольцевого лазера (ВКЛ) (рис. 1). Волоконный кольцевой резонатор и активная среда исследуемого лазера сформированы на основе волокна SMF28 (с отрицательной дисперсией групповых скоростей – ДГС) длиной 3,7 м и одного метра кварцевого волокна, легированного эрбием с положительной дисперсией групповой скорости. В состав резонатора входят: мультиплексор (WDM), который обеспечивает ввод излучения полупроводникового лазера накачки, сам лазер накачки работает на длине волны 980 нм. ДГС SMF28 оценивается величиной -

$0,023 \pm 0,005$  пкс<sup>2</sup>/м. ДГС отрезка волокна для ввода  $-0,007 \pm 0,005$  пкс<sup>2</sup>/м, и ДГС эрбиевого волокна  $0,075 \pm 0,005$  пкс<sup>2</sup>/м [3, 4]. Суммарная ДГС в резонаторе оценена как  $-0,013 \pm 0,005$  пкс<sup>2</sup>/м. При расчете ДГС в резонаторе параметры дискретных оптических элементов не учитывались, поскольку их величина практически равна нулю.

Как видно на схеме, концы вывода и ввода излучения из оптических волокон срезаны под определенным углом, это служит для снижения потерь излучения и предотвращения обратного отражения. Далее 7 – линза, служит для направления всей апертуры излучения на пластину 4, которая служит для изменения эллиптической поляризации в линейную, так как на выходе из волокна мы имеем эллиптическую поляризаю в силу эллиптичности сердцевинны волокна. Пластина 3 изменяет линейную поляризацию в круговую. При прохождении PBS свет становится линейно поляризованным. Изолятор используется для однонаправленного распространения излучения. Пластина 5 служит для изменения линейной поляризации в эллиптическую, в свою очередь, пластина 6 служит для контроля изменения поляризации в первоначальный вид, который она имела на выходе из волокна. Также волновые пластины служат для настройки режима синхронизации мод в кольцевом резонаторе путем их вращения, после нахождения позиций волновых пластин система работает с хорошей надежностью, если не нарушается позиция волокна.

В конструкции ВКЛ [2] положение полуволновых и четвертьволновых пластин изменяется механическим поворотом в пространстве, в настоящей работе предложено использовать ЖК кристаллы для управления поляризацией излучения с помощью электрических сигналов.

## 2. Анализ устойчивости

Многие неравновесные явления, такие, как фазовые переходы, и распространение волн в нелинейных оптических волокнах с усилением и фильтрацией спектрального диапазона может быть описана комплексным уравнением Гинзбурга – Ландау (1) [5]. Это уравнение было применено для исследования устойчивости кольцевых волоконных лазеров на основе иттербиевого волокна в работах [6, 7], в основе которого лежит распространение волн по нелинейной среде, которая включает в себя активное волокно, легированное иттербием, и пассивное волокно SMF-28. Исследуемая в работе схема, рис. 1, также состоит из активного волокна, только легированного ионами эрбия и пассивного волокна SMF-28. Поэтому уравнение (1) применимо для исследования нашей схемы, принципиальное отличие от схем предложенных в работах [6, 7] состоит только в значениях основных параметров активной среды:  $\beta_2$  – коэффициент групповой скорости;  $g_1$  – линейное усиление;  $\rho$  – спектральная фильтрация;  $D_i$  – нелинейное усиление;  $D_r$  – коэффициент само модуляции. Это уравнение имеет вид

$$i \frac{\partial \tilde{F}(t, \zeta)}{\partial \zeta} = ig_1 \tilde{F}(t, \zeta) + \left( \frac{\beta_2}{2} + i\rho \right) \frac{\partial^2 \tilde{F}(t, \zeta)}{\partial t^2} + (D_r + D_i) \tilde{F}(t, \zeta) |\tilde{F}(t, \zeta)|, \quad (1)$$

где  $\beta_2$  – коэффициент групповой скорости;  $g_1$  – линейное усиление;  $\rho$  – спектральная фильтрация;  $D_i$  – нелинейное усиление;  $D_r$  – коэффициент само модуляции,  $\tilde{F}(t, \zeta)$  – комплексная энергия поля.

Стационарное решение (1) имеет вид

$$\tilde{F}(t, \zeta) = A(t) e^{-i\omega\zeta}, \quad (2)$$

где  $\omega$  – константа, но функция  $\tilde{A}(t)$  комплексная амплитуда поля и может быть записана в виде

$$\tilde{A}(t) = a(t) e^{i\phi(t)}, \quad (3)$$

где  $a(t)$  – реальная амплитуда поля и  $\phi(t)$  – реальное значение фазы как функции от  $t$ .

Фаза для нелинейных систем имеет вид [7]:

$$\phi(t) = \phi_0 + d \ln(a(t)), \quad (4)$$

где  $d$  – параметр фазовой модуляции, известный в нелинейной оптике, как параметр чирпа [9],  $\phi_0$  – произвольная фаза, для простоты предлагается принять  $\phi_0 = 0$ .

При подстановке в (1) (2) и (3) получаем

$$\begin{aligned} \omega \cdot a(t) = & ig_1 \cdot a(t) + \left(\frac{\beta_2}{2} + i\rho\right) \left(\frac{\partial^2 a(t)}{\partial t^2} + 2i \frac{\partial a(t)}{\partial t} \frac{\partial \phi(t)}{\partial t} - a(t) \left(\frac{\partial \phi(t)}{\partial t}\right)^2 + a(t)i \frac{\partial^2 \phi(t)}{\partial t^2}\right) + \\ & + (D_r + iD_i)a(t)^3 \end{aligned} \quad (5)$$

Из уравнения (5) можно получить систему из двух уравнений, составленную из его реальной и мнимой части:

$$\begin{cases} g_1 \cdot a(t) + \beta_2 \frac{\partial a(t)}{\partial t} \frac{\partial \phi(t)}{\partial t} + \frac{\beta_2}{2} a(t) \frac{\partial^2 \phi(t)}{\partial t^2} + \rho \frac{\partial^2 a(t)}{\partial t^2} - \rho a(t) \left(\frac{\partial \phi(t)}{\partial t}\right)^2 + D_i a(t)^3 = 0 \\ -\omega \cdot a(t) + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 a(t)}{\partial t^2} - \frac{\beta_2}{2} a(t) \left(\frac{\partial \phi(t)}{\partial t}\right)^2 - 2\rho \frac{\partial a(t)}{\partial t} \frac{\partial \phi(t)}{\partial t} - \rho a(t) \frac{\partial^2 \phi(t)}{\partial t^2} + D_r a(t)^3 = 0 \end{cases} \quad (6)$$

Для удобства записи производим замену:  $a(t) = a$ ,  $\frac{\partial a(t)}{\partial t} = a_t'$ ,  $\frac{\partial^2 a(t)}{\partial t^2} = a_{tt}''$ .

Находим все частные производные в уравнениях системы уравнений (6):

$$\begin{cases} g_1 \cdot a + \beta_2 a_t' \frac{da_t'}{a} + \frac{\beta_2}{2} a \frac{d(aa_{tt}'' - (a_t')^2)}{a^2} + \rho a_{tt}'' - \rho a \frac{d^2(a_t')^2}{a^2} + D_i a^3 = 0 \\ -\omega \cdot a + \frac{\beta_2}{2} a_{tt}'' - \frac{\beta_2}{2} a \frac{d^2(a_t')^2}{a^2} - 2\rho a_t' \frac{da_t'}{a} - \rho a \frac{d(aa_{tt}'' - (a_t')^2)}{a^2} + D_r a^3 = 0 \end{cases} \quad (7)$$

Решая систему уравнений (7) с помощью стандартных математических методов, можно найти  $\omega$  и  $d$ :

$$\omega = \frac{u_1 g_1 - r_1 g_1}{-(u_2 + r_2)} = \frac{g_1 \left(\frac{\beta_2}{2} - \rho d - \frac{\beta_2 d^2}{2} - \rho d\right)}{-\left(\frac{\beta_2 d}{2} + \rho + \frac{\beta_2 d}{2} - \rho d^2\right)} = \frac{-g_1(\beta_2 d^2 - \beta_2 + 4\rho d)}{2(\rho d^2 - \rho - \beta_2 d)} \quad (8)$$

$$d = \frac{-3(\beta_2 D_r + 2\rho D_i) \pm \sqrt{9(\beta_2 D_r + 2\rho D_i)^2 + 8(\beta_2 D_i - 2\rho D_r)^2}}{2(\beta_2 D_i - 2\rho D_r)} \quad (9)$$

При дальнейшей трансформации любого из уравнений системы (8) с учетом полученных ранее результатов:

$$\frac{(a_t')^2}{a^2} + \frac{2(\beta_2 D_i - 2\rho D_r)}{3d(4\rho^2 + \beta_2^2)} a^2 - \frac{g_1}{\rho d^2 - \rho - \beta_2 d} = 0 \quad (10)$$

Уравнение (10) имеет вид дифференциального уравнения с разделяющимися переменными, его решением будет

$$a(t) = \sqrt{\frac{g_1}{\rho d^2 - \rho - \beta_2 d}} \cdot \sqrt{\frac{3d(4\rho^2 + \beta_2^2)}{2(\beta_2 D_i - 2\rho D_r)}} \operatorname{sech}\left(\sqrt{\frac{g_1}{\rho d^2 - \rho - \beta_2 d}} \cdot t\right) \quad (11)$$

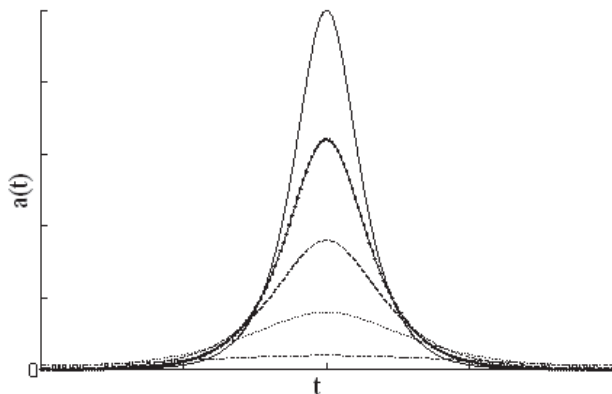


Рис.2. Зависимость амплитуды импульса от времени

Из выражения (11) можно определить условия устойчивости: импульс существует тогда когда параметры оптической нелинейной системы, в нашем случае рис.1: линейное усиление  $g_1 > 0$ , коэффициент дисперсии  $\beta_2 < 0$  для предотвращения уширения импульса, коэффициент нелинейного усиления  $D_i > 0$  и коэффициент фазовой самомодуляции  $D_r < 0$ . При этих параметрах имеем стабильный импульс схожий с гауссовым, рис.2.

## Выводы

Создана модель кольцевого волоконного лазера, на основе активного волокна, легированного эрбием. Была разработана и исследована математическая модель кольцевого волоконного лазера, в основе которого лежит комплексное уравнение Гинзбурга – Ландау (1). Произведен численный анализ уравнения (1), в результате которого были определены условия устойчивости нелинейной оптической системы, рис.1 : линейное усиление  $g_1 > 0$ , коэффициент дисперсии  $\beta_2 < 0$  для предотвращения уширения импульса, коэффициент нелинейного усиления  $D_i > 0$  и коэффициент фазовой самомодуляции  $D_r < 0$ . Эти условия дают возможность получить стабильные импульсы, схожие с гауссовым. Также в дальнейшем эти условия будут исследованы для получения ультракоротких импульсов, которые достигается путем получения пассивной синхронизации мод, за счет активной и пассивной сред и вращения волновых пластин.

**Список литературы:** 1. *Andre Girard*. Guide to WDM Technology and Testing, М.: EXFO, 2001. P.P.256. 2. *K. Tamura, C. R. Doerr, L. E. Nelson, H. A. Haus, and E. P. Ippen*. Technique for obtaining high-energy ultrashort pulses from an additive-pulse mode-locked erbium-doped fiber ring laser // *Optics letters*, Vol. 19, No. 1, 1994. P.46-48. 3. *Гнатенко, А.С., Дрибноход, Т.Н.* Исследование дисперсии оптических волокон для проектирования резонаторов волоконных лазеров, материалы трудов XVIII международного форума молодежного форума «Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке», 2014. С.263. 4. *I.V. Guryev, I.A. Sukhoivanov, A.S. Gnatenko, V.I. Lipkina* Multiple plane waves expansion method for dispersive media // *Telecommunications and Radio Engineering*, Vol. 67, Issue 9, 2008. Pp 833-841. 5. *M. Salhi, H. Leblond, and F. Sanchez* Theoretical study of the erbium-doped fiber laser passively mode-locked by nonlinear polarization rotation // *Physical Review A* 67, 2003. P. 013802. 6. *M. Salhi, H. Leblond and F. Sanchez*, Stability calculations for the ytterbium-doped fibre laser passively mode-locked through nonlinear polarization rotation // *Physics optics*, 8, 2004. 7. *Kristin M. Spaulding, Darryl H. Yong, Arnold D. Kim, J. Nathan Kutz* Nonlinear dynamics of mode-locking optical fiber ring lasers // *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 19, No. 5, 2002. P.1045.

Харьковский национальный  
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 11.08.2014